



THÈSE

En vue de l'obtention du

DOCTORAT DE L'UNIVERSITÉ DE TOULOUSE

Délivré par : *l'Université Toulouse 3 Paul Sabatier (UT3 Paul Sabatier)*

Présentée et soutenue le 20 novembre 2013 par :
Romain ARTIGUE

**Contraindre l'équation d'état
de la matière à densité supranucléaire
à partir des sursauts X des étoiles à neutrons**

JURY

M. ^{ME} NATALIE WEBB	Astronome Adjointe	IRAP, Toulouse
M. ÉRIC GOURGOULHON	Directeur de Recherche	LUTH, Obs. de Paris
M. CHRISTIAN MOTCH	Directeur de Recherche	Obs. Astr. de Strasbourg
M. JÉRÔME MARGUERON	Chargé de Recherche	IPN, Lyon
M. JEAN-FRANÇOIS OLIVE	Professeur d'Université	Université de Toulouse 3
M. DIDIER BARRET	Directeur de Recherche	IRAP, Toulouse

École doctorale et spécialité :

SDU2E : Astrophysique, Sciences de l'Espace, Planétologie

Unité de Recherche :

Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie (UMR 5277)

Directeur de Thèse :

Didier Barret

Rapporteurs :

M. Éricourgoulhon et M. Christian Motch

à mes parents

« Para mí eres tesoro más cargado
de inmensidad que el mar y sus racimos
y eres blanca y azul y extensa como
la tierra en la vendimia.
En ese territorio,
de tus pies a tu frente,
andando, andando, andando,
me pasaré la vida. »

– **Pablo Neruda**, *Los versos del capitán*, *La Infinita*

Remerciements

J'ai eu grand plaisir à travailler au sein du CESR devenu l'IRAP, depuis le "bunker" des stagiaires jusqu'au bureau 23 où il m'est arrivé un bon nombre d'aventures.

Avant toute chose, je souhaite remercier Didier Barret qui, depuis un petit travail d'été voilà 4 ans, m'a donné sa confiance jusqu'à la fin de mon doctorat. Cette collaboration était un jonglage permanent entre travail et humour, l'équilibre parfait pour ma part, et je n'aurais pu espérer un meilleur passage dans ce monde de la recherche. Je rends donc hommage autant à l'homme qu'au boss, dont l'ambition est communicative. Merci aux rapporteurs Eric Gourgoulhon et Christian Motch pour leur avis précieux ainsi qu'à Natalie Webb, Jérôme Margueron et Jean-François Olive pour avoir accepté de constituer mon jury de thèse.

Du côté de l'Université Paul Sabatier, je souhaite évidemment saluer mes collègues Pierre Jean, Olivier Godet et Jean-François Leborgne des TPs du M1 ATS, qui continueront à trouver les idées pour faire évoluer ce module passionnant. Merci aussi à Arnaud, Frédéric, Carlos et Magali pour ces discussions sur l'enseignement universitaire et pour m'avoir permis d'y participer dans de merveilleuses conditions, puisse cela durer... Merci à Hervé Carfantan pour m'avoir donné goût au calcul statistique et à Richard Fournier pour sa façon d'enseigner.

Les objets compacts ont bercé mes travaux, donc je remercie Matteo, Benoit, Robert qui m'ont mis dans le bain assez tôt. Aussi, une pensée s'envole vers mes collaborateurs étrangers, Cole Miller, Fred Lamb et Anna Watts pour nos échanges fructueux. Dans le "labo", je rend hommage à toutes ces personnes indispensables et sympathiques qui sont Dolorès, Jeff, Michel et Gilbert pour le grand nombre de services qu'ils m'ont rendus. Quant à Josette, on devrait se croiser sans doute un jour du côté de Luchon ! Je salue aussi mes inoubliables collègues de l'aventure parisienne Yaël Nazé, Catherine Nary Man, Alain Roume, Pierre Larroque et notre président Daniel Treille.

Le reste de mes remerciements seront peu structurés. A côté du travail, il y a évidemment la vraie vie, les amis, les rencontres informelles et la cantine de midi. Merci à toi, mon ami et frère d'adoption Anthony "Titi", avec qui j'ai tout partagé depuis que l'on se connaît, à savoir les bancs des amphes, le bureau, l'appartement, les terrains de basket et l'amitié. Alexis "OpenBar" fut la révélation de ces trois dernières années. Qui aurait pu croire que le Sud-Ouest et le Nord-Est, que tout opposait, puissent être si complémentaires au final. Merci à vous deux. Guillaume, fidèle destrier, toujours volontaire et passionné, merci pour ces discussions sur le monde qui nous entoure, et son évolution. Ahora Isidre, el catalan, el único. Gracias por tu

acento, tus anécdotas, y tu motivación eficaz para correr durante 2 meses. Merci à toi Ayoub, le guide, pour ta centaine de théories et théorèmes, qui ne parlent pas vraiment de physique ! Un apprentissage gravé pour toujours dans ma vie. Merci mes camarades Etienne Bachounet et Tristan "les bons tuyaux", que j'ai eu beaucoup apprécié côtoyer depuis les amphis. Merci à Astrojeunes, et Thierry D. et toute cette équipe avec qui j'ai passé des semaines gersoises vigoureuses. Au tour de mes deux mamans Claire et Aurélia qui m'ont remis maintes fois dans le droit chemin, Laurianne, Alex et Bernard (initials B.B.) pour ces soirées magiques. Merci aussi à Anthony, Antoine et Yann pour nous envoyer en l'air régulièrement. Merci à Nico V. dont les bisons III ne me réveilleront jamais, pas plus que tes champs toulonnais ne débouleront le vrai Stade rouge et noir (Toulousain donc). Merci Arnaud et Simon "l'homme au chapeau", l'homme qui chapeaute. Merci à Nico L., chef de meute, dieu créateur et pleins d'autres adjectifs que je n'oserais écrire pour ne pas blasphémer.

Pour terminer avec l'Observatoire Midi-Pyrénées, je salue Maxime, Olivier et Pierrick qui m'ont prodigué des conseils (un peu douteux, je peux le dire maintenant) sur l'avenir. Salut Pierre, Karine, Renaud, Ritchie. Merci à Djaouad et Veljko pour nos échanges, merci à Amel, Adrien, Marie et Florent. Bonne chance aux jeunes, Delphine, Jessie, Camille, Vincent, David, Philippe et tous les autres avec qui la relève est assurée. J'ai aussi une pensée pour Marin, Dan, Bastien, Terri et mon photographe officiel Ludovic.

Un paragraphe désormais est consacré aux Galactiks, luchonnais et associés, ma petite communauté. Dans l'ordre alphabétique, merci Aliénor, Antho (voir plus haut), Béné ("ouais c'est un glaçon avec de l'eau quoi !"), Benji (notre prophète), Céline, Clément ("vive le Général"), Damien (pour nos voyages dans le désert, au chalay, où tu veux), David, Delphine, Denise (toujours là quand il faut), Elise, Elsa (ma fistonne dont je suis fier), Hubert, Jules, Laure, Laurent, Laurita, Léo, Louis (n'oublie jamais notre auberge à Ushuaïa), Lucie, Lucy, Macbeth, Maine, Marlou, Marie H., Mathieu, Mélina, Mickaël (mon comédien préféré, Macduff n'a qu'à bien se tenir), Nathalie (ce "choufleur" aux surprises permanentes), Picou (cf. Louis), Romain (le général, "respect et robustesse"), Rubén, Seb B., Seb P., Stephane, Thomas, Ulysse, Valentina, Valérie, Vincent, Vivien, mes voisins et toutes celles et ceux que j'ai évidemment oubliés. Enfin, je remercie tous ces lieux qui forgent la jeunesse : les manifs, l'ABC, l'Utopia, le Breughel, la Loupiote, le Filochard, le désert de l'Atacama, la Patagonie, la Terre de Feu, la Pampa, les glaciers andins, le Guatemala, le "Chalay", la place S^t-Sernin, Luchon, les Pyrénées ...

Finalement, j'ai une grande pensée pour mes grandes soeurs Elodie et Lætitia, qui m'ont donné le statut de double tonton enjoué durant mes études, un clin d'œil à Ambre et Mathéo et à ma petite famille. Pour conclure, je rends hommage et je dédie cette thèse à mes parents qui ont forgé ma curiosité et mon engagement, m'ont toujours fait confiance et encouragé dans mes choix, et continuent à le faire, en dépit des aléas de la vie.

Merci.

Sommaire

AVANT-PROPOS	1
1 CONTEXTE ASTRONOMIQUE	5
1.1 L'étoile à neutrons : un laboratoire de la physique extrême	7
1.1.1 Un bref historique sur les étoiles à neutrons et les systèmes binaires	8
1.1.2 Formation des étoiles à neutrons	10
1.2 Les systèmes binaires accrétants	11
1.2.1 Présentation générale	11
1.2.2 Transfert de masse	13
1.2.3 Caractéristiques des binaires X et phénomènes associés	13
1.3 Sursauts X et oscillations (quasi-)périodiques	14
1.3.1 Chronologie	14
1.3.2 Différents types de sursauts X et modèles d'allumage	15
1.3.3 Processus physiques	18
1.3.4 Spectre d'émission d'un sursaut	19
1.3.5 Les oscillations	20
1.3.6 Lien avec la fréquence de rotation	21
1.4 Structure des étoiles à neutrons : considérations théoriques et observationnelles	21
1.4.1 Structure des couches externes	21
1.4.2 Structure interne et équations d'état de la matière dense	22
1.4.3 Quelques modèles stables de matière super-dense	24
1.5 Comment sonder l'intérieur des étoiles à neutrons	26
1.6 Contraintes existantes	27
2 OSCILLATIONS DANS LES SURSAUTS X	29
2.1 L'instrumentation	31
2.1.1 Présentation de la mission <i>RXTE</i>	31
2.1.2 L'instrument <i>PCA</i> à bord de <i>RXTE</i>	31
2.1.3 Réduction des données	32
2.2 Les outils statistiques	33
2.2.1 Tests de signification statistique	33
2.2.2 Procédure de détection : application sur un cas d'école	34
2.3 Quelle bande en énergie ?	36

2.4	Analyse du signal oscillant	36
2.4.1	Sélection du segment significatif	36
2.4.2	Calcul des profils moyens d'oscillations	38
2.5	Correction des dérives en fréquence	39
2.6	Evolution du signal au cours du sursaut	39
2.7	Quel échantillon ?	42
2.8	4U 1636–536	43
2.8.1	Distribution des paramètres	45
2.8.2	Un cas particulier : le super-sursaut de 4U 1636–536	47
2.9	XTE 1814–338	50
2.10	4U 1608–52	52
2.11	Discussion	53
3	MODÉLISATION DES PROFILS D'OSCILLATIONS	55
3.1	Théorie/Formalisme	57
3.1.1	Cadre du modèle	57
3.1.2	Emission de la surface	58
3.1.3	Géométrie	58
3.1.4	Courbure de la lumière	60
3.1.5	Effets Doppler	62
3.1.6	Flux observé	63
3.1.7	Effet Shapiro	64
3.2	Propriétés des profils d'oscillations	64
3.2.1	Simulations	64
3.2.2	Courbes de lumière	65
3.2.3	Atmosphère de diffusion électronique	67
3.2.4	Effet supplémentaire : déformation ellipsoïdale de l'étoile	68
3.3	Influence des paramètres libres du modèle	70
3.3.1	Paramètres de l'étoile : masse, rayon et fréquence	71
3.3.2	Géométrie : inclinaison et colatitude	73
3.3.3	Taille de la tache	75
3.4	Etude énergétique	76
3.4.1	Dépendance énergétique des retards de phase	76
3.4.2	Impossibilité de générer des <i>hard lags</i> ?	78
3.5	Résumé	79
4	TEST DU MODÈLE ET CONTRAINTES	81
4.1	Echantillonnage Monte Carlo par Chaînes de Markov	83
4.1.1	Chaînes de Markov	83
4.1.2	Echantillonneur <i>small world</i> et <i>priors</i>	84
4.1.3	Application aux oscillations de sursaut ?	85
4.2	Super-sursaut de 4U 1636–536 : premier ajustement	86
4.2.1	Conditions initiales supplémentaires :	86
4.2.2	Interprétation des résultats	88
4.3	Etude conjointe de 5 observations de 4U 1636–536	89

4.3.1	Etat de l'art jusqu'à notre étude	90
4.3.2	Approche de notre étude	92
4.3.3	Données et analyse	92
4.3.4	Dépendance énergétique des profils d'oscillations	92
4.3.5	Ajustement du modèle	94
4.3.6	Interprétations des résultats	94
4.3.7	Evolution dynamique des <i>hard leads</i>	98
4.4	Travail sur XTE 1814–338 en cours	100
4.5	Résumé	100
5	CONTRAINdre M ET R AVEC UNE MEILLEURE STATISTIQUE DE COMPTAGE	103
5.1	Que nous apportent les observatoires du futur?	105
5.1.1	Simulation des profils d'oscillations "observés"	105
5.1.2	Validation du modèle et retards de phase	106
5.1.3	Contenu harmonique et profils moyens d'oscillations	108
5.2	Contraintes attendues	109
5.2.1	Simulation de <i>40030-03-04-00</i>	109
5.2.2	Cas quelconque	111
5.2.3	Connaissance préalable de certains paramètres	113
5.3	Résumé	114
	CONCLUSIONS	115
	ANNEXES	123
A	Catalogue des profils moyens des oscillations des sursauts X de type 1, calculés avec les données du <i>RXTE/PCA</i>	125
B	Testing the rotating hotspot model using X-ray burst oscillations from 4U 1636–536, <i>MNRAS</i>, 433 :L64– L68, juin 2013	135
	RÉFÉRENCES	141
	Table des figures	143
	Liste des tableaux	147
	Bibliographie	149
	Résumé/Abstract	168

AVANT-PROPOS

Avant-propos

Cette thèse représente les travaux réalisés pendant mes trois années de doctorat de l'Université de Toulouse, à l'Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie. Elle s'intéresse aux propriétés de l'émission X lors des sursauts d'une étoile à neutrons. Leur analyse fournit d'importantes informations sur sa structure (masse, rayon, composition, etc.) car le champ gravitationnel intense généré par l'objet compact affecte fortement la trajectoire des photons dans son voisinage et laisse des signatures relativistes identifiables et quantifiables dans son émission.

Depuis la première observation d'une étoile à neutrons en 1967, ces objets, isolés ou en systèmes binaires, sont devenus des laboratoires incontournables de la physique. Ce sujet d'étude est assez récent, mais a néanmoins déjà levé un bon nombre de mystères concernant la dynamique des disques d'accrétion, les caractéristiques de la physique sous l'influence d'un fort champ magnétique, les développements théoriques de la superfluidité et de la physique nucléaire, l'origine de l'énergie des nébuleuses, les tests de la relativité générale.

Compte tenu de la variation rapide et de la quantité d'énergie considérable libérée (notamment en rayons X) par certains phénomènes associés à ces systèmes, tels que les sursauts, il fallait déployer des observatoires adaptés. De nombreuses données sont aujourd'hui disponibles grâce à la mission *Rossi X-ray Timing Explorer*. Elle fut dédiée à l'observation des binaires X, avec une large couverture spectrale dans le domaine des rayons X "mous" (1-40 keV). J'ai exclusivement exploité les données provenant de l'instrument *Proportional Counter Array*. Le rayonnement des binaires à plus haute énergie (X "durs" et γ) est lui aussi fondamental pour la compréhension des processus d'émission et pour établir des modèles, c'est pourquoi la communauté astrophysique s'est aussi équipée d'observatoires complémentaires (à l'image d'*INTEGRAL* ou de *NuSTAR*).

Beaucoup de questions de la physique trouvent potentiellement leur réponse dans l'étude des objets compacts. Parmi ces questions, les suivantes se rapportent particulièrement à cette thèse : *Peut-on mesurer précisément le rayon et la masse des étoiles à neutrons ? Quelle est leur masse maximale ? Comment se comporte la matière sous de très fortes densités ? Existe-t-il des étoiles "étranges" ?* Sans répondre de façon tranchée et définitive à ces interrogations, je me suis concentré dans cette thèse sur l'étude du phénomène de sursaut X en tant qu'outil pour y parvenir.

Les sursauts sont des épisodes brefs mais récurrents qui ont lieu à la surface d'étoiles à neutrons, présentes au sein de systèmes binaires. Ils sont dus à l'explosion thermonucléaire de la matière accrétée. Pendant quelques secondes, ils décuplent l'émission X du système. Pour certaines sources et dans certaines conditions, des oscillations (quasi-)périodiques du flux sont détectées. Le lieu de l'explosion ferait donc apparaître une tache confinée plus chaude que le reste de l'étoile. Son émission modulée par la rotation est à l'origine de ces oscillations. Mais les photons émis se propagent dans l'espace-temps relativiste déformé par l'objet compact et par la traversée d'une atmosphère diffusante, ce qui affecte notablement leur trajectoire et leur énergie.

Les paramètres intrinsèques de l'étoile à neutrons, à savoir sa masse et son rayon sont donc codés dans la déformation des profils oscillations des sursauts X. Pour mesurer ou contraindre ces grandeurs, il est évidemment possible d'ajuster les profils des oscillations de flux par un modèle théorique. Cependant, la fréquence de rotation, les températures mises en jeu et la localisation de l'explosion vont elles aussi affecter l'émission des sursauts. Cette méthode simple d'ajustement des profils se trouvera donc confrontée à un espace des paramètres conséquent qu'il s'agira d'explorer efficacement. En exploitant les oscillations et les propriétés des sursauts, je développerai des outils permettant de sonder le cœur des étoiles à neutrons. Ce sujet de thèse devra par conséquent être approché sous trois angles complémentaires, à savoir : une étude théorique et une modélisation des oscillations de sursauts ; une sélection, un traitement et une analyse des données offrant des oscillations significatives ; et enfin une manipulation des outils statistiques, par l'utilisation d'une méthode Monte Carlo à chaînes de Markov pour mener à bien les ajustements.

Cette thèse commencera donc par une introduction générale sur les étoiles à neutrons et les questions de la physique fondamentale qui leur sont associées. Dans ce premier chapitre j'introduirai la problématique de la matière dense et l'intérêt d'étudier les sursauts X des systèmes binaires. Le deuxième chapitre sera consacré à l'observation des sursauts X et de leurs propriétés grâce au *Rossi X-ray Timing Explorer*. Il inclura aussi les méthodes de détection des oscillations, la sélection des objets étudiés et l'établissement d'un catalogue de profils d'oscillations. Le chapitre III présentera un modèle de sursaut X oscillant, en tant que tache chaude en rotation à la surface de l'étoile à neutrons. J'introduirai le formalisme nécessaire qui permettra de reproduire la forme des profils d'oscillations. Je réaliserai une étude théorique complète pour estimer les effets des variations de paramètres sur le flux et sa dépendance en énergie. Le chapitre IV sera consacré à tester et confronter le modèle aux données et s'achèvera par l'estimation de contraintes sur les paramètres de l'étoile, tels que sa masse et son rayon. Enfin, dans le chapitre V, j'aborderai l'insertion de mes travaux et leurs enjeux concernant les observatoires du futur. Je listerai une série d'améliorations, de premiers résultats et de pistes de travail que j'ai engagées afin de compléter l'étude et la modélisation des sursauts X. Je conclurai finalement quant au rôle et à l'avenir de telles méthodes pour lever le voile sur la composition de la matière dense. En annexe de ce document seront présentés des résultats complémentaires, les références ainsi que la publication Artigue et *al* (*MNRAS*, 2013).

Chapitre 1

CONTEXTE ASTRONOMIQUE

Sommaire

1.1	L'ÉTOILE À NEUTRONS : UN LABORATOIRE DE LA PHYSIQUE EXTRÊME	7
1.1.1	Un bref historique sur les étoiles à neutrons et les systèmes binaires	8
1.1.2	Formation des étoiles à neutrons	10
1.2	LES SYSTÈMES BINAIRES ACCRÉTANTS	11
1.2.1	Présentation générale	11
1.2.2	Transfert de masse	13
1.2.3	Caractéristiques des binaires X et phénomènes associés	13
1.3	SURSAUTS X ET OSCILLATIONS (QUASI-)PÉRIODIQUES	14
1.3.1	Chronologie	14
1.3.2	Différents types de sursauts X et modèles d'allumage	15
1.3.3	Processus physiques	18
1.3.4	Spectre d'émission d'un sursaut	19
1.3.5	Les oscillations	20
1.3.6	Lien avec la fréquence de rotation	21
1.4	STRUCTURE DES ÉTOILES À NEUTRONS : CONSIDÉRATIONS THÉORIQUES ET OBSERVATIONNELLES	21
1.4.1	Structure des couches externes	21
1.4.2	Structure interne et équations d'état de la matière dense	22
1.4.3	Quelques modèles stables de matière super-dense	24
1.5	COMMENT SONDER L'INTÉRIEUR DES ÉTOILES À NEUTRONS	26
1.6	CONTRAINTES EXISTANTES	27

Les expériences réalisées en laboratoire, aussi développées soient-elles, ne permettent pas de recréer et d'accéder à tous les domaines d'étude de la physique fondamentale moderne et donc de répondre aux grandes questions qui demeurent insolubles. Parmi les expériences qui sont inaccessibles sur Terre, beaucoup sont souvent des phénomènes très communs qui se produisent naturellement dans l'Univers. Existe-t-il donc un meilleur terrain de jeu que l'Univers lui-même pour avancer dans l'expérimentation ?

L'astrophysique s'attache à développer les outils pour observer les phénomènes cosmiques et contribue aussi à développer le cadre théorique qui accompagne leur compréhension. Quand il s'agit de la physique extrême, l'observation astronomique se révèle être une des voies à emprunter pour étudier par exemple les propriétés de l'interaction gravitationnelle aux très grandes et petites échelles, l'origine des particules de haute énergie, la matière noire et l'énergie sombre (leur nature ?), et tant d'autres. C'est dans le cadre de l'étude du comportement de la matière ultra-condensée et de la gravitation en champ fort que s'inscrit cette thèse.

1.1 L'étoile à neutrons : un laboratoire de la physique extrême

La matière la plus dense observable dans l'Univers se trouve au cœur des étoiles à neutrons où la matière atteint des densités plusieurs fois supérieures à la densité de saturation nucléaire ($\sim 3.10^{14} \text{ g.cm}^{-3}$). Ces objets compacts nous permettent d'explorer un domaine de températures relativement faibles (autour de 10^8 K) et des très hautes densités quand sur Terre, nous nous concentrons sur les expériences complémentaires à faibles densités et hautes températures, notamment grâce aux grands accélérateurs de particules, tels le *Large Hadron Collider* du CERN ou le projet international *Facility for Antiproton and Ion Research* (consulter par exemple [Lattimer et Prakash, 2007](#); [Blaschke et al., 2008](#); [Özel et Psaltis, 2009](#)) .

Aujourd'hui la nature et les propriétés de la matière à la surface d'une étoile à neutrons commencent à être raisonnablement compris mais il est impossible d'avoir une idée claire concernant ses couches les plus profondes. Les modèles théoriques sont construits autour de la relativité générale et de la physique nucléaire mais incluent aussi des éléments des théories de la superfluidité et de la supraconductivité. Ainsi, ces modèles prédisent que ce cœur des étoiles pourrait contenir les formes les plus exotiques de la matière (transition de phase vers un plasma de quarks libres, des condensations de pions ou de kaons, ou la création de bosons stables et d'hypérons). Mettre en évidence l'existence de telles particules dans l'Univers permettrait aussi de contraindre la physique de l'interaction forte ([Shapiro et Teukolsky, 1983](#); [Lattimer et Prakash, 2001](#)). La relation entre la pression et la densité qu'est l'équation d'état, décrit le comportement de cette matière dense, la structure et l'équilibre hydrostatique de l'étoile.

1.1.1 Un bref historique sur les étoiles à neutrons et les systèmes binaires

De l'idée d'étoile à neutrons ...

En 1915, Walter Adams réalisa des observations spectrales de l'étoile Sirius B, et révéla l'existence d'un objet très compact, une naine blanche. Une décennie plus tard, Sir Arthur Eddington utilisa la très récente physique quantique pour commencer à développer des théories de structure stellaire. En 1926, Pauli publie son article sur la statistique des fermions et le principe d'exclusion éponyme qui démontre que deux fermions ne peuvent s'établir dans le même état quantique. La même année, Fowler comprit donc que la pression de dégénérescence quantique des électrons pouvait être une force considérable de répulsion qui résisterait à l'effondrement gravitationnel et donnerait lieu à l'équilibre des naines blanches.

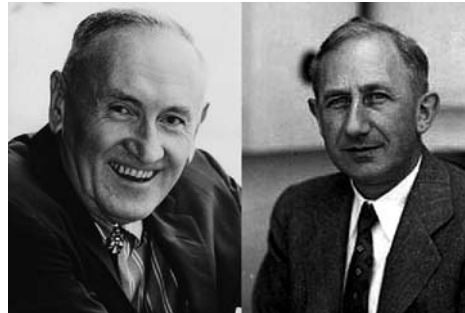


FIGURE 1.1 – Fritz Zwicky & Walter Baade

Avec la découverte nobélisée du neutron comme particule élémentaire par James Chadwick en 1932, un pas de plus est franchi lorsque l'idée de l'existence même d'étoiles composées de neutrons surgit. Cette même année, Baade et Zwicky (1934) avancent avec certaines réserves l'idée que les *supernovae*, représentent la transition d'une étoile massive ordinaire vers une étoile à neutrons, qui posséderait alors un rayon très petit mais une densité extrême. *"With all reserve we advance the view that supernovae represent the transitions from ordinary stars into neutron stars, which in their final stages consist of extremely closely packed neutrons"*.

Toutes les connaissances furent réunies pour que finalement, Gamow (1939) parvienne à faire un lien entre les mécanismes de formation d'une naine blanche et d'une étoile à neutrons. Chandrasekhar expliqua lors d'un colloque à Paris comment l'effondrement du cœur d'une étoile pouvait se poursuivre si les densités étaient suffisantes pour permettre une combinaison des protons et des électrons libres en neutrons : *"If the degenerate core attains sufficiently high densities, the protons and electrons will combine to form neutrons. This would cause a sudden diminution of pressure resulting in the collapse of the star to a neutron core"*. Il introduit par là même la notion de limite de Chandrasekhar pour estimer la masse d'une étoile à neutrons autour de 1.4 masses solaires.

... vers l'intérêt pour les binaires X ...

Les étoiles à neutrons isolées sont très difficiles à détecter par l'émission thermique de leur surface. Giacconi *et al.* (1962) découvrirent une source lumineuse, Sco X-1, grâce aux compteurs Geiger installés dans le nez de la fusée *Aerobee 150* de l'United States Air Force. En 1967, dans la quasi-indifférence de la communauté, Shklovsky proposa que la source Sco X-1 soit en fait une étoile à neutrons accrétant

de la matière provenant d'une étoile compagnon, de taille normale. L'accrétion de matière sur un objet compact fut donc suggérée comme une source d'énergie possible pour ce type de sources X mais aussi pour les *quasars* (voir [Salpeter, 1964](#); [Zel'dovich, 1964](#)). Cette période marque ainsi le début de l'astronomie X, dont les rayons sont fortement absorbés par l'atmosphère terrestre.

La compréhension du modèle d'accrétion de la matière au sein des systèmes binaires, que je décris plus loin ne fut pas immédiate, même si l'idée d'un disque fut énoncée par [Prendergast et Burbidge, 1968](#). En effet, ils comprirent que la matière s'écoulant de l'atmosphère du compagnon dans le potentiel de gravitation de l'objet compact possédait trop de moment cinétique pour s'écouler de façon radiale.

Avec la perspicacité d'une étudiante irlandaise Jocelyn Bell en 1967 ([Hewish et al., 1968](#)) utilisant le radiotélescope de Cambridge, une première source persistante, extérieure au système solaire et périodique à 1.337 secondes apparut au grand jour et fut associée à une étoile à neutrons en rotation. Finalement, les mesures spectroscopiques par décalage Doppler des mouvement orbitaux de Cyg X-1 ([Bolton, 1972](#); [Webster et Murdin, 1972](#)) ont démontré la présence d'un compagnon massif caché et la découverte d'éclipses périodiques du flux de Cen X-3 par [Giacconi et al. \(1971\)](#) permirent de valider le scénario du disque d'accrétion.

... et l'observation en rayons X

Les distances entre un observateur situé sur Terre et ces objets lointains dépassent généralement le kiloparsec, il est donc impossible de résoudre spatialement ces systèmes. L'analyse de ces binaires est notamment permise par leurs propriétés spectro-temporelles en rayons X. Les fusées dans les années 1960 et l'arrivée des satellites X – *Uhuru* (1970), *Einstein* (1978), *ROSAT* (1990), *ASCA* (1993), *RXTE* (1995), *XMM-Newton* (1999), *Chandra* (1999) – offrant des observations plus sensibles dans des gammes d'énergie plus larges parvinrent à identifier un grand nombre de systèmes binaires et à expliquer certaines de leurs propriétés. On a aussi vu l'émergence de classifications très variées qui ont toutes eu leur utilité historique mais qui sont pour certaines désormais obsolètes (voir les revues et articles de [Lipunov et al., 1992](#); [White et al., 1995](#); [Lewin et van der Klis, 2006](#); [Staubert, 2008](#); [Bhattacharyya, 2010a](#), pour plus d'informations).

On connaît à l'heure actuelle environ 2000 étoiles à neutrons dans la Voie Lactée et les Nuages de Magellan. Près de 200 à ce jour sont détectées grâce à leur émission X (voir Figure 1.2), principalement au sein de système binaires (voir le catalogue de [Liu et al., 2007](#)) mais la plupart le sont grâce à leur émission radio pulsée (on

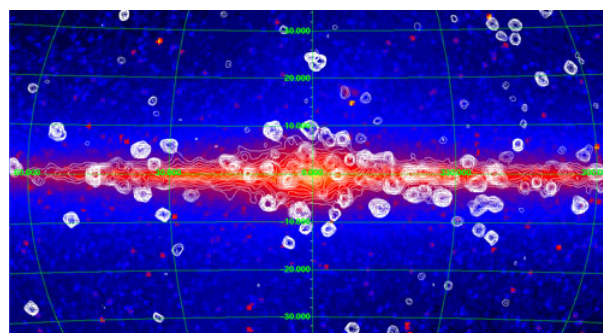


FIGURE 1.2 – Observation du ciel en rayons X (contours blancs) par *RXTE/PCA*, superposée aux sources infrarouges de *COBE*. Les sources X galactiques sont principalement des étoiles à neutrons et des trous noirs accrétants (Source : *NASA RXTE-COBE/Revnivtsev et al.*)

les nomme *pulsars*¹). De nombreuses études tentent d'estimer le nombre d'étoiles à neutrons peuplant notre Galaxie, pour en déduire sa fonction de masse initiale. La plupart de ces étoiles sont très vieilles, ralenties et refroidies, et sont invisibles même pour les meilleurs moyens de détection. A titre d'exemple, Grégoire et Knödlseder (2013) ont évalué que le nombre de *pulsars milliseconde* émetteurs γ (36 observés) pourrait s'élever à 9 000, voire même 22 000 dans notre Galaxie.

1.1.2 Formation des étoiles à neutrons

Les étoiles à neutrons, ainsi que les naines brunes, naines blanches ou trous noirs sont le produit des phases finales d'évolution d'une étoile progénitrice. La combustion continue d'éléments légers maintient une étoile en "vie". Selon sa masse initiale, elle arrive plus ou moins rapidement à l'épuisement de son combustible, l'interaction gravitationnelle et les propriétés quantiques de la matière se combattent alors dans ces stades ultimes d'évolution.

Le coupable idéal : une supernova

Les étoiles à neutrons sont vraisemblablement formées lors de l'explosion d'une étoile massive (de 8 à 20 masses solaires environ selon les simulations et connaissances actuelles) en *supernova* de type II. Au cours de son existence, les zones centrales d'une étoile massive fusionnent des éléments de plus en plus lourds et l'énergie libérée par ces réactions maintient l'équilibre avec la gravitation (Woosley *et al.*, 2002). Lorsque le cœur de fer dense se forme, le ^{56}Fe étant l'élément le plus stable nécessitant un apport en énergie pour fusionner, le cœur accumule la matière jusqu'à atteindre une masse comparable à la limite de Chandrasekhar. La pression de dégénérescence des électrons ne compense plus la force de gravitation des couches supérieures qui s'effondrent vers le centre de l'étoile².

Du noyau vers l'étoile à neutrons

Les pressions mises en jeu lors de cet effondrement ($\rho \sim 10^7 \text{ g.cm}^{-3}$) font prendre à la matière un état dégénéré, c'est-à-dire que les électrons ne peuvent rester sur leurs orbites et sont forcés de pénétrer dans les noyaux atomiques. Ils fusionnent donc avec les protons pour laisser en place des neutrons confinés et des neutrinos qui s'échappent après diffusion³. Avec ce processus de *neutronisation* (Voropinov *et*

1. Nom donné à une étoile à neutrons repérée et identifiée grâce à de brefs signaux (*pulsations*) périodiques (de la milliseconde à plusieurs secondes) dans son flux persistant, à l'image d'un phare de navigation. Ils sont détectés dans différentes gammes d'énergie (radio, optique, rayons X ou γ).

2. Une étoile à neutrons peut aussi se former lorsqu'une naine blanche en système binaire accumulant suffisamment de matière provenant de son compagnon qu'elle dépasse la limite de Chandrasekhar. Cela résulte de la même façon en l'explosion de l'étoile lors d'une supernova de type Ia (voir van den Heuvel *et al.*, 1992).

3. Il s'agit de la réaction β inverse ($p + e^- \rightarrow n + \nu_e$) favorisée grâce à la concentration importante d'électrons dans le milieu.

Podurets, 2001), la pression de dégénérescence électronique chute peu à peu et la composition du milieu change.

La matière continue donc à être compressée, et à partir de $3.10^{11} \text{ g.cm}^{-3}$, des neutrons libres sont éjectés des noyaux, c'est le début du *neutron drip*. Ces neutrons sont alors stables et leur pression de dégénérescence vient peu à peu contrebalancer l'autogravitation de l'astre. Aux alentours de $\rho \sim 10^{13} \text{ g.cm}^{-3}$, l'effondrement doit s'arrêter, sous peine de violer le principe d'exclusion de Pauli. Cette pression de répulsion, accompagnée d'une onde de choc est aussi responsable de l'éjection des couches externes de l'étoile progénitrice (voir par exemple Kothari et Singh, 1938). Ces couches éjectées forment par la suite des nébuleuses constituées du gaz rémanent de la supernova.

A ce stade, le résidu central de l'explosion ne peut plus s'effondrer car un équilibre apparaît entre la gravitation, la pression de dégénérescence et l'interaction forte présente à ces échelles. Le cœur demeure donc dans un état stable, l'étoile à neutrons "naît" après ces événements cataclysmiques, mais n'est plus "étoile" au sens propre du terme, étant donné qu'elle n'est plus source de fusion thermonucléaire. Cette absence de création importante d'énergie fait que l'étoile à neutrons se refroidit peu à peu par des processus alternant désintégrations β et β inverse, libérant l'énergie sous forme de neutrinos ou d'anti-neutrinos. On estime à plusieurs centaines de milliers d'années le temps de refroidissement d'une telle étoile (Nomoto et Tsuruta, 1986; Yakovlev *et al.*, 2005).

Les étoiles à neutrons se trouvent donc au milieu de la nébuleuse créée par l'explosion. Le champ gravitationnel de l'étoile à neutrons ainsi créé est capable de déformer l'espace-temps dans son environnement proche, si bien que toute matière passant dans son voisinage peut être utilisée pour tester les effets de la relativité générale en champ fort. C'est le cas de la matière accrétée des systèmes binaires.

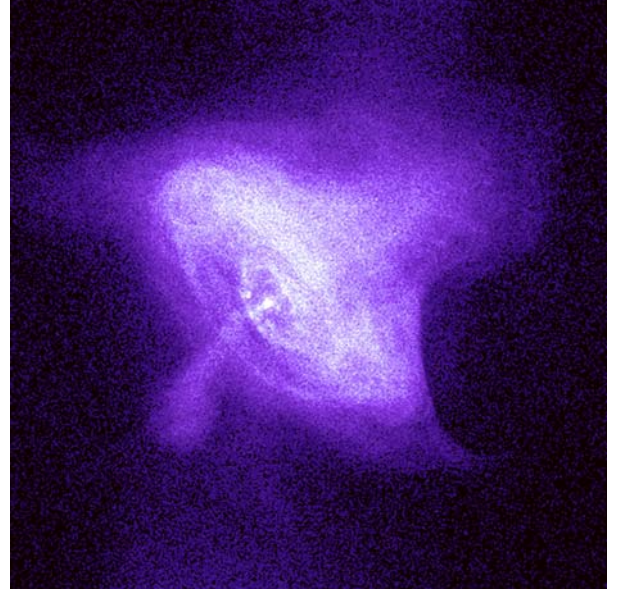


FIGURE 1.3 – Environnement proche du Pulsar du Crabe observé par le *Chandra X-ray Observatory* (Source : NASA and Chandra Science Center)

1.2 Les systèmes binaires accrétants

1.2.1 Présentation générale

Les binaires X sont des systèmes stellaires doubles constitués d'une étoile à neutrons (ou d'un trou noir) et d'un compagnon stellaire en interaction, dont la caractéristique principale est qu'un transfert de masse du compagnon vers l'objet compact

est à l'origine d'un important rayonnement X (voir revue de [White et al., 1995](#)).

Formation des binaires X

Différents modèles prédisent la formation d'un système binaire. Parmi les scénarios proposés, [Tauris et van den Heuvel \(2006\)](#) proposèrent comme point de départ un système formé par deux étoiles massives sur la séquence principale. A la fin de sa phase de séquence principale, faute de carburant, la plus massive des deux étoiles passera au stade de supergéante rouge. Les mécanismes de transfert de masse vers l'étoile compagnon ne laissent que l'enveloppe d'hélium à la supergéante. A court de combustible, l'effondrement du cœur provoque l'explosion en supernova pour mener à une étoile à neutrons. Ne demeurent alors qu'une étoile à neutrons et son compagnon massif dans ce système double, activant le transfert de masse et par conséquent l'émission en rayons X. Cette étoile compagnon peut évoluer à son tour en supergéante rouge puis de la même façon à une supernova, aboutissant à un couple d'étoiles à neutrons (voir [Bhattacharya et van den Heuvel, 1991](#)).

D'autres scénarii de formation sont évoqués. Par exemple, des naines blanches peuvent elles-mêmes faire partie de systèmes binaires, mais en approchant ou en excédant la limite de Chandrasekhar par transfert de masse, elles sont susceptibles de s'effondrer en étoile à neutrons ([Canal et Gutiérrez, 1997](#)). Une autre proposition dit que les étoiles à neutrons sont capables de capturer gravitationnellement une étoile compagnon. Cela concernerait les étoiles présentes dans des régions à haute densité stellaire telles que les amas globulaires (par exemple [Canal et al., 1990](#)).

Dans tous les cas, des systèmes doubles composés d'une étoile à neutrons et d'un compagnon se forment, et un transfert de masse de l'étoile compagnon vers l'étoile à neutrons est possible.

Une vie en ménage

Il est d'usage de distinguer deux types de systèmes binaires. On parle de binaire X de faible masse ou LMXB (pour *Low Mass X-ray Binary*) lorsque la masse de l'étoile compagnon est inférieure ou de l'ordre d'une masse solaire (voir [Lewin et al., 1995](#); [Bhattacharyya, 2010a](#)). Ces LMXBs sont en général localisées dans le bulbe galactique ou au sein des amas globulaires et peuvent rester dynamiquement stables durant plusieurs milliards d'années, selon le stade d'évolution de l'étoile compagnon.

Une binaire X de forte masse ou HMXB (*High Mass X-ray Binary*) fait en général partie des populations plus jeunes (compagnon massif de type *Be* ou *OB*) dans les bras spiraux de la galaxie. Dans ces systèmes, l'objet compact accrete généralement par vent stellaire (par exemple [Jansen et al., 2001](#)). Le temps de passage sur la séquence principale de l'étoile compagnon étant de quelques millions d'années, les HMXBs ont une durée de vie assez courte (voir [Lewin et van der Klis, 2006](#)).

Dans cette thèse je me focaliserai sur l'étude des binaires X de faible masse car seuls ces systèmes donnent lieu au phénomène de *sursaut X* qui est le point central de mes travaux.

1.2.2 Transfert de masse

L'émission en rayons X importante est produite par la chute de la matière provenant de l'enveloppe du compagnon par débordement du lobe de Roche (Roche, 1873). La matière accrétée chute inexorablement vers l'étoile à neutrons, par le point L1 de Lagrange (point d'équilibre dynamique instable).

Le gaz "aspiré" possède un moment cinétique bien trop grand pour tomber directement sur l'étoile, il se met donc en orbite autour de l'étoile pour former un disque d'accrétion (voir Figure 1.4)⁴. Les différences de vitesse au sein du disque créent des forces de frottement visqueux qui permettent au gaz de dériver doucement en spirale vers la surface stellaire (Shakura et Sunyaev, 1973). Localement, la température produite par cette friction du gaz peut atteindre des millions de degrés dans les régions centrales du disque pour permettre l'émission en rayons X observée. Cette émission peut éventuellement être ensuite absorbée et ré-émise à plus faible énergie par l'environnement de l'étoile ou par le disque d'accrétion, par exemple par effet Compton (Falanga et Titarchuk, 2007; García et Kallman, 2009; Tarana et al., 2011).

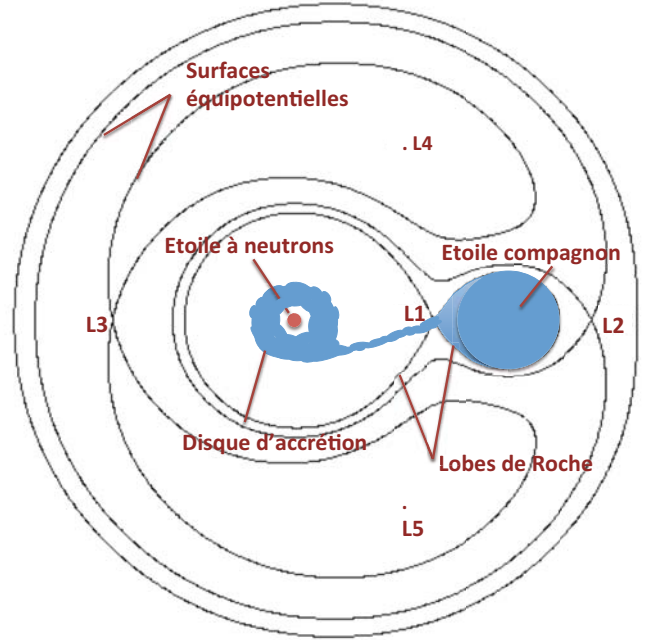


FIGURE 1.4 – Représentation en 2 dimensions du potentiel de Roche dans un système d'étoiles binaires. Le disque d'accrétion, le courant de transfert et les points d'équipotentialité de Lagrange sont représentés, dont le point L1 par où se fait le transfert de masse. (inspiré par Frank et al., 1992)

1.2.3 Caractéristiques des binaires X et phénomènes associés

Les études temporelles de l'émission persistante d'une trentaine de LMXBs montrent des particularités dans l'espace de Fourier, telles que les *kHz QPOs* (*high frequency quasi-periodic oscillations*) qui apparaissent sous la forme d'une paire de raies, à des fréquences de l'ordre de 200 à 1200 Hz (par exemple van der Klis, 2006). La plupart des modèles proposent que le mouvement du plasma dans le champ gravitationnel puissant du voisinage de l'objet compact soit à l'origine de ces oscillations (par exemple van der Klis, 2001; Barret et al., 2006). La séparation des fréquences de ces oscillations est proche de la fréquence de rotation (ou de la moitié) de l'étoile à neutrons, ce qui suggère l'existence d'un lien entre les *kHz QPOs* et le taux de rotation, qu'aucun modèle ne prédit à ce jour (Wijnands et al., 2003).

Dans le spectre en énergie d'une dizaine de LMXBs, on observe la raie d'émission du Fer $K\alpha$ produite par réflexion des rayons X "durs" provenant de la couronne

4. Le champ magnétique peut aussi jouer un rôle dans cette dérive, s'il est assez puissant pour canaliser le flot d'accrétion vers les pôles magnétiques de l'étoile (voir Bildsten et Brown, 1997).

d'électrons chauds (où ils sont générés par comptonisation) sur les parties annulaires les plus internes du disque d'accrétion froid et optiquement épais (Bhattacharyya et Strohmayer, 2007; Cackett *et al.*, 2008). Cette émission est donc fortement soumise aux effets gravitationnels et Doppler et est observée large et asymétrique, avec une aile se prolongeant à basse énergie (Fabian *et al.*, 2000; Miller *et al.*, 2009).

Un autre type d'émission nous intéresse particulièrement. La matière accrétée peut sporadiquement atteindre l'étoile à neutrons, et son choc sur la surface donnera lieu à un rayonnement électromagnétique. Lorsque le champ magnétique de l'étoile à neutrons est suffisamment fort, il canalise le flot d'accrétion vers les pôles magnétiques (Poutanen et Gierliński, 2003). Ces zones de choc sont plus lumineuses que le reste de l'étoile en rotation et l'émission modulée de cette tache confinée présente des oscillations périodiques dans le flux persistant du système (voir Wijnands, 2006; Poutanen, 2008; Markwardt *et al.*, 2009; Cackett *et al.*, 2012).

En revanche, pour un champ magnétique plus faible (inférieur à 10^9 G), la matière accrétée peut s'accumuler de façon uniforme sur toute la surface, et localement mener à des explosions thermonucléaires. Ces événements récurrents provoquent une croissance brutale du flux de rayons X durant quelques secondes ou minutes avant une décroissance caractérisant le refroidissement de la surface. Il s'agit des *sursauts X* (*X-ray bursts*) générateurs d'oscillations périodiques (Strohmayer *et al.*, 1996) qui sont l'objet de ma thèse, je les décris dans la section 1.3 qui suit.

1.3 Sursauts X et oscillations (quasi-)périodiques

Je présente dans cette section les propriétés des sursauts X, en compilant les travaux de Strohmayer et Bildsten (2006), Galloway *et al.* (2008) et Watts (2012). L'observation des oscillations périodiques lors des sursauts X a rapidement catalysé l'apparition de modèles et d'outils théoriques. Un sursaut X a lieu à la surface d'une étoile à neutrons, là où l'espace-temps est fortement déformé par la compacité de l'astre. Le champ gravitationnel étant notamment déterminé par la valeur de la masse et du rayon de l'étoile à neutrons, on comprend aisément que l'étude de ces sursauts soit un moyen d'explorer la matière dense.

1.3.1 Chronologie

Une poussée brutale du flux de rayons X de la source Cen X-4⁵ fut observée en juillet 1969 durant quelques secondes grâce au satellite *Vela 5b* (voir Figure 1.5). Bien que cette émission soit similaire à un sursaut X, elle ne fut pas identifiée en tant que telle par Belian *et al.* (1972) et le premier article de découverte ne vint que sept ans plus tard grâce aux observations de deux sursauts X de la source 3U 1820-30 par le *Astronomical Netherlands Satellite* (Grindlay *et al.*, 1976).

5. Cette source reste à ce jour le "sursauteur" X le plus intense ($1.4 \cdot 10^{-6}$ erg.s⁻¹.cm⁻²) et cela grâce à sa proximité (~ 1.2 kpc). Elle est suffisamment brillante pour perturber l'ionosphère terrestre (Kasturirangan *et al.*, 1976).

Très rapidement des modèles apparaissent, proposant que les sursauts X trouvent leur origine dans l'instabilité des disques d'accrétion, mais [Woosley et Taam \(1976\)](#) et [Maraschi et Cavaliere \(1977\)](#) introduisirent les premiers l'idée que des explosions thermonucléaires à la surface des étoiles à neutrons puissent être la source de l'émission ([Lewin et al., 1993](#); [Strohmayer et Bildsten, 2006](#)). On expliqua aussi comment la rotation des étoiles à neutrons pouvait être accélérée par transfert de moment angulaire de la matière dans les disques d'accrétion des LMXBs ([Ghosh et Lamb, 1979](#); [Vaughan et al., 1994a](#)). Il y eut alors un intérêt croissant pour la recherche de signaux pulsés générés par les sursauts X et attendus avec des périodes proches de la milliseconde (d'après les calculs de [Smarr et Blandford, 1976](#)).

Quelques semaines après le lancement de la mission *RXTE*, la première détection significative d'un signal périodique à 363 Hz durant 6 sursauts de la source 4U 1728–34 fut mise en évidence par [Strohmayer et al.](#) en février 1996. Cette même année, la liste s'allongea rapidement avec des détections d'oscillations dans l'émission d'autres sources ([Morgan et Smith, 1996](#); [Strohmayer et al., 1997a](#)).

Depuis 1969, plus d'une quinzaine d'instruments ont participé à l'observation des sursauts X, dont le compte s'élève aujourd'hui à plus de 11000 (voir <http://www.sron.nl/~jeanz/bursterlist.html>). Les satellites encore en activité tels que *SWIFT* ou *INTEGRAL* viennent toujours enrichir la base de données. Près d'une centaine de sources différentes ont présenté des sursauts X mais des oscillations périodiques ne sont pas systématiquement détectées. Elles ne sont confirmées que pour moins de 20 d'entre elles ([in't Zand, 2007](#)). [Galloway et al. \(2008\)](#) comptent 13 sources contre 17 selon [Watts \(2012\)](#)⁶.

1.3.2 Différents types de sursauts X et modèles d'allumage

Les réactions de fusion nucléaire faisant intervenir la matière s'accumulant sur la surface de l'étoile ont lieu continuellement. Lorsqu'une certaine hauteur de colonne de matière est amassée, il arrive que la chaleur relâchée par une réaction thermonucléaire provoque une augmentation de la température (jusqu'à 10^{8-9} K, soit des rayons X) et ainsi une augmentation du taux de réactions qui n'est pas compensée par le refroidissement. Un emballement thermonucléaire peut donc s'enclencher, on

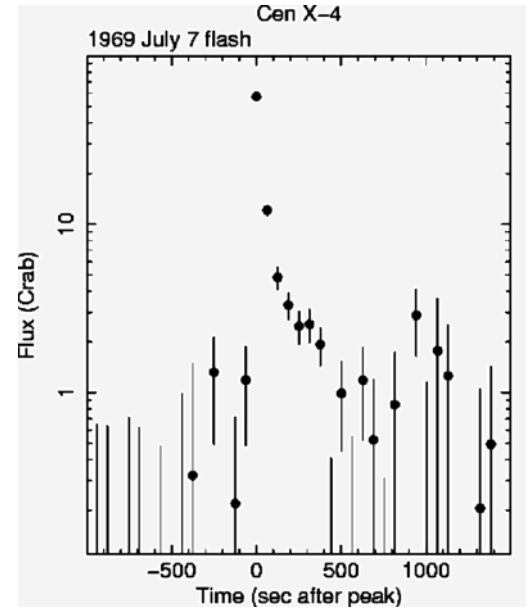


FIGURE 1.5 – Sursaut X de Cen X-4 datant du 7 juillet 1969, observé par *Vela 5b* et étudié dans l'article de [Belian et al. \(1972\)](#)

6. Cet échantillon inclut aussi des pulsars accrétants "sursauteurs". La possibilité de l'interruption de leurs pulsations milliseconde du flux persistant pendant l'apparition d'un sursaut X est évoquée (voir [Miller et Lamb, 1993](#)).

dit que la combustion devient *instable* ou *explosive*, c'est un sursaut X. Les sursauts X se manifestent sous différents aspects selon la nature des réactions nucléaires.

Type 1

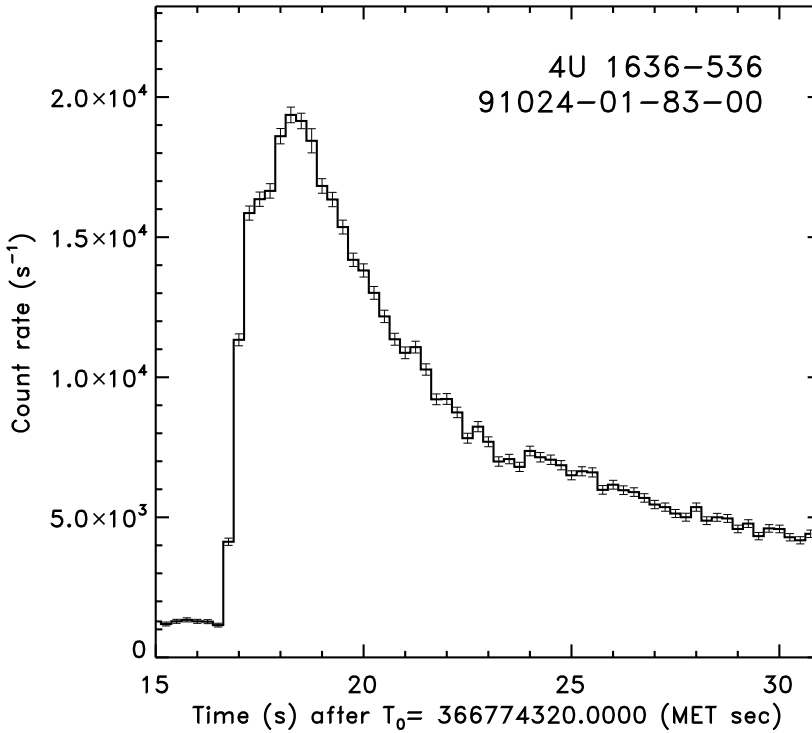


FIGURE 1.6 – Sursaut X de type 1 de la source 4U 1636-536 observé le 16 août 2005 par *RXTE/PCA*. On représente le taux de comptage des rayons X (2-22 keV) en fonction du temps. La durée de la montée du flux est de 1.5 s environ et la décroissance est supérieure à 10 s. Pendant le sursaut, le flux a décuplé.

Avec sa grande vitesse de chute, la matière (hydrogène ou hélium) est fortement comprimée contre la surface de l'objet, et son accumulation fait que la température atteint facilement 10^9 K (Strohmayer et Bildsten, 2006). Les sursauts X de type 1 sont des explosions thermonucléaires déclenchées par une combustion instable de cette matière accrétée dans les océans des étoiles à neutrons. L'océan est la couche fluide faiblement dense des éléments qui s'accumulent par l'intermédiaire de l'accrétion sur la croûte solide. La cause basique des sursauts, un déséquilibre entre le réchauffement nucléaire et le refroidissement radiatif dans le matériau déposé.

Les réactions nucléaires à l'origine de ces instabilités sont variées : après qu'assez de matière se soit accumulée, l'hydrogène peut brûler de façon instable grâce au cycle froid *CNO* (Carbone-Azote-Oxygène)⁷ aboutissant à la création d'élément plus lourds tels que le l'hélium et le carbone (qui enrichissent à leur tour l'océan). Ces conditions permettent aussi le *rp-process* (rapid proton capture process) qui consiste en des captures de protons successives pour former des éléments de plus en plus lourds, et aide au processus de nucléosynthèse. L'hélium, quant à lui, peut brûler grâce à la réaction *triple alpha*⁸ qui dépend de la température, et aboutit aussi à

7. La chaîne principale est $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}(\beta^+, \nu)^{13}\text{C}(p, \gamma)^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}(\beta^+, \nu)^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$. Le ^{12}C a un rôle de catalyseur et est régénéré à la l'issue de ce cycle.

8. $3^4\text{He} \rightarrow ^{12}\text{C} + \gamma$.

la formation de carbone (Lewin *et al.*, 1993; Bildsten, 1998a). Des calculs monodimensionnels permettent de reproduire ces scénarii (voir Chamel et Haensel, 2008) mais ces modèles de déclenchement nécessitent plus de complexité (Strohmayer et Bildsten, 2006).

L’emballement des réactions nucléaires caractérise l’explosion. L’accrétion se poursuit durant le sursaut et au bout d’un certain temps, l’océan aura accumulé une colonne de matière suffisante pour générer un nouveau sursaut X. Maurer et Watts (2008) et Bildsten (1998b) ont cherché à établir différents régimes de déclenchement des sursauts en fonction du taux d’accrétion local. Ces régimes distinguent des allumages par combustion instable d’hydrogène seul, d’hélium seul et parfois même un mélange des deux. Ils expliquent aussi que si le taux d’accrétion devient trop grand localement, les réactions de combustion deviennent stables et l’activité de sursaut y cesse.

Le délai entre deux sursauts X de type 1 est de quelques heures ou de quelques jours car c’est le temps nécessaire pour accumuler suffisamment de matière à la surface de l’étoile avant qu’un nouveau sursaut puisse être déclenché (Strohmayer et Bildsten, 2006). Comme le montre la Figure 1.6 cet évènement transitoire dure quelques dizaines de secondes. La courbe de lumière présente un front de montée rapide (de 1 à 5 secondes au maximum), suivi d’une décroissance exponentielle (de 10 à 100 secondes) lorsque les cendres commencent à refroidir. Il est probable que les mêmes réactions nucléaires interviennent durant ces phases. L’intensité X observée croît typiquement d’un facteur 10 pendant la montée (cf. Figure 1.6). L’énergie relâchée pendant quelques secondes est de l’ordre de 10^{39} ergs (Galloway *et al.*, 2008).

Super-sursaut

Comme nous venons de le voir, les réactions nucléaires à l’origine des sursauts de type 1, notamment la combustion de l’hélium produisent donc une grande quantité de carbone dans l’océan des étoiles à neutrons. Une fois que la colonne de carbone accumulée est suffisante, c’est la combustion instable de celui-ci qui est à l’origine de ces *super-sursauts* (ou *superbursts*). L’élément étant plus lourd que l’hydrogène est l’hélium, l’allumage a donc lieu bien plus profondément dans l’océan que pour les sursauts de type 1 (voir Cumming et Bildsten, 2001; Strohmayer et Brown, 2002; Keek *et al.*, 2012, et les approches théoriques de Cooper et Narayan, 2005).

Les super-sursauts sont des phénomènes très énergétiques (relâchant près de 10^{42} ergs). La chaleur générée impose des conditions qui rendent stables les combustions de l’hydrogène et de l’hélium, donc les sursauts X de type 1 sont bloqués durant le super-sursaut. Ils ne peuvent réapparaître qu’une fois l’enveloppe refroidie (Keek *et al.*, 2012). Ils sont aussi bien plus longs (plusieurs heures) avec une très longue période de récurrence (de l’ordre de l’année), ils sont donc très rarement observés. Je représente sur la Figure 1.7, un super-sursaut de la source 4U 1636–536, observée le 22 février 2002. La première observation date de 2000 où Cornelisse *et al.* (2000) ont détecté un super-sursaut de 86 minutes pour la source 4U 1735–44. Récemment, Keek *et al.* (2012) ont recensé 22 observations provenant de 13 sources différentes (voir aussi Strohmayer et Brown, 2002; Chenevez *et al.*, 2011; Serino *et al.*, 2012).

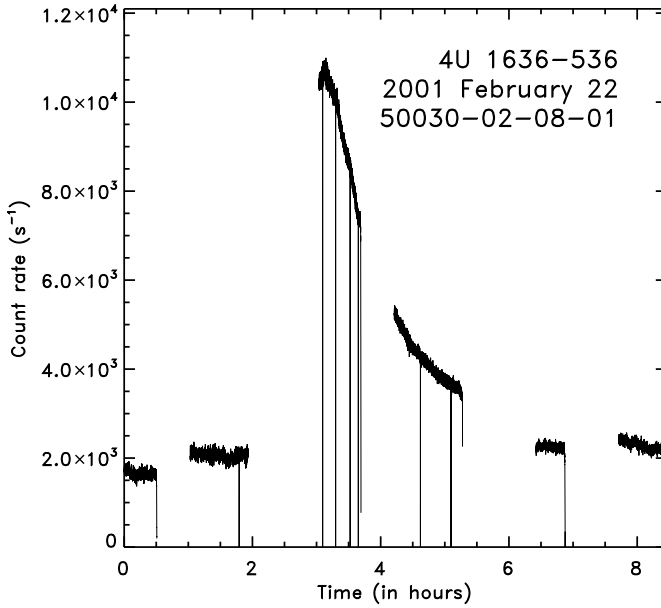


FIGURE 1.7 – Taux de comptage en rayons X du super-sursaut de la source 4U 1636-536 observé par *RXTE/PCA* le 22 février 2001. L'évènement a duré plusieurs heures, et l'acquisition complète a nécessité plusieurs observations (séparées par des intervalles sans pointage de la source).

Type 2

Les sursauteurs de type 2, ou *rapid bursters* présentent une succession d'impulsions de flux très rapides qui peuvent être séparées de seulement quelques minutes. A la différence des sursauts de type 1, le pic du flux observé est suivi par une chute brutale, non exponentielle. Leur origine est supposée due à une soudaine croissance du taux d'accrétion, provoquée par des effets de viscosité ou de champ magnétique. Cependant, seulement deux sources de ce type ont été observées (MXB 1730-335, GRO J1744-28), donc ils demeurent des phénomènes très marginaux (Lewin *et al.*, 1993; Bhattacharyya, 2010b).

1.3.3 Processus physiques

Nous avons vu que les conditions d'allumage des sursauts dépendent de la composition de la matière accrétée, mais on sait maintenant qu'elles dépendent aussi du taux d'accrétion local et du flux de chaleur engendré par la croûte (voir par exemple Cumming, 2005; Piro et Bildsten, 2007; Watts, 2012).

Latitude d'allumage

Longtemps on pensait que les conditions initiales préalables aux sursauts étaient identiques partout à la surface de l'étoile à neutrons (Joss, 1978; Spitkovsky *et al.*, 2002). Le temps de récurrence entre deux sursauts étant bien supérieur à la durée propre du sursaut (ou temps de combustion), il est peu probable que des conditions identiques existent sur toute la surface pour que l'instabilité de la combustion y ait lieu simultanément. Le flot d'accrétion ne peut pas être sphérique mais sera certainement localisé sur une couche équatoriale (il n'est pas canalisé ici vers les pôles

magnétiques comme dans le cas des pulsars). Ces conditions font que la latitude d'allumage ne peut pas être aléatoire. Mais le combustible se propage très rapidement autour de la surface entre les sursauts, par conséquent, on considère que l'accumulation de matière se fait plutôt dans une symétrie quasi-sphérique.

D'autres facteurs brisent cette symétrie, à l'image de la rotation propre de l'étoile à neutrons, car elle réduit l'accélération de la pesanteur effective à l'équateur avec les effets de force centrifuge et de déformation ellipsoïdale (jusqu'à 25%). [Spitkovsky et al. \(2002\)](#) ont montré que cela mène à une augmentation du taux d'accumulation de matière à l'équateur et implique que, même si l'accrétion est parfaitement réalisée dans une symétrie quasi-sphérique, le combustible vers l'équateur va vraisemblablement atteindre les conditions d'allumage en premier (voir aussi [Keek et al., 2009](#)).

Néanmoins, dans des configurations où le taux d'accrétion est élevé, [Cooper et Narayan \(2007\)](#) montrent que l'allumage est favorisé hors équateur, à de plus hautes latitudes. C'est-à-dire qu'il existe un domaine de taux d'accrétion global (qui grandit si la rotation augmente) où la combustion des éléments devient stable à l'équateur. Il ne peut donc plus y avoir d'allumage, mais aux autres latitudes la combustion peut encore être explosive (plus de détails dans [Fujimoto et al., 1981](#); [Bildsten, 1998a](#)).

Propagation

Les modèles de sursauts tentent de déterminer la façon dont la flamme thermonucléaire se propage autour de l'étoile suite à l'explosion. Comme l'ont montré [Spitkovsky et al. \(2002\)](#) ou [Malone et al. \(2011\)](#), il faut tenir compte de la convection, de la turbulence et du transport de chaleur pour mener à bien des simulations. La rotation rapide joue un rôle prépondérant car aussi bien que la gravité effective est réduite à l'équateur, la force de Coriolis y est moins importante. Or l'un des effets de cette force est de ralentir la propagation de la flamme. Il est donc probable que la propagation de la flamme soit plus rapide à l'équateur qu'aux latitudes supérieures. La latitude d'allumage devient donc un paramètre dont il faut tenir compte pour comprendre le déroulement du sursaut.

Le rôle du champ magnétique dans la propagation de la flamme est lui aussi significatif. Une limite supérieure à sa valeur se situe autour de $\sim 10^9$ G (voir [Psaltis et Chakrabarty, 1999](#)). Même considéré comme "faible", il est probable qu'il ait un impact sur la dynamique des couches supérieures, sur la convection et la propagation du combustible. De plus, rien n'oblige ce champ à rester statique durant le sursaut. Tous ces aspects montrent les difficultés à prendre en compte toutes les pièces maîtresses nécessaires à la constitution d'un modèle de propagation du sursaut X.

1.3.4 Spectre d'émission d'un sursaut

[London et al. \(1986\)](#) montrèrent qu'il s'ajuste bien avec un spectre de corps noir dont la température de couleur varie entre 0.5 et 5 keV au maximum de l'émission. Après ce pic d'émission, la luminosité décroît graduellement jusqu'au niveau

de l'émission persistante. Cette phase de décroissance est accompagnée par la diminution de la température de couleur du spectre, caractérisant le refroidissement des cendres à la surface. Néanmoins, il faut tenir compte de la distribution angulaire (anisotropique) des photons issus de la traversée d'une atmosphère épaisse de l'étoile en ajoutant une composante qui décrit la diffusion électronique des photons. [Suleimanov et al. \(2012\)](#) ont montré le rôle important de cette composante.

Par ailleurs, [Miller et al. \(2011\)](#) ont démontré que des modèles de type Bose-Einstein pouvaient aussi s'ajuster aux spectres des sursauts X. De même, il fut mentionné que les sursauts montrent des signatures spectroscopiques telles que les raies d'absorption produites dans la photosphère (voir par exemple [Cottam et al., 2002](#); [Cackett et al., 2008](#)). Parmi les plus significatives les raies du Fe XXVI, Fe XXV et O VIII seraient des outils précieux pour mesurer le redshift gravitationnel d'une étoile à neutrons. La spectroscopie bénéficie du fait que durant les sursauts, l'émission de l'étoile domine l'émission totale (incluant celle du disque d'accrétion), améliorant ainsi le rapport signal sur bruit. En demeurant dans l'atmosphère, ces éléments lourds peuvent être détectés pendant les sursauts. De plus, le champ magnétique étant trop faible pour pouvoir effectuer une séparation des raies par effet Zeeman, celles-ci sont bien identifiées. Parmi les autres particularités, [Bhattacharyya et al. \(2006\)](#) s'intéressèrent aux conséquences de la rotation rapide de l'étoile (près de $0.1c$), en étudiant les raies larges et asymétriques résultant des effets Doppler.

1.3.5 Les oscillations

L'explosion thermonucléaire provoque donc l'apparition d'une région plus chaude que le reste de l'étoile. Sans connaître parfaitement sa géométrie, ni sa localisation, elle crée une asymétrie azimuthale de brillance. [Strohmayer et al. \(1996\)](#) proposèrent que les oscillations de sursauts soient le résultat de la modulation rotationnelle de l'émission d'une tache brillante à la surface de l'étoile.

Les oscillations montrent une grande cohérence et des amplitudes relatives atteignant environ 20% du flux total de l'émission ([Strohmayer et Markwardt, 1999](#); [Bhattacharyya et al., 2005](#); [Strohmayer et Bildsten, 2006](#)). Les oscillations apparaissent pendant la montée ou la décroissance du sursaut mais passent en général sous les seuils de détection autour du pic de luminosité du sursaut. Il n'est donc pas possible de confirmer rigoureusement la continuité entre un train d'oscillations détecté pendant la montée et un autre durant la descente du même sursaut, même si c'est une possibilité.

Les spectres de puissance dynamiques permettent de montrer l'évolution de la fréquence au cours du sursaut. Des dérives en fréquence de quelques hertz sont observées ([Muno et al., 2002](#)) jusqu'à atteindre une valeur asymptotique⁹. Ces dérives sont possiblement dues à (la combinaison de) plusieurs facteurs, comme par exemple le mouvement orbital au sein de la binaire, des sauts en fréquence, la présence simultanée de plusieurs sources émettrices, des instabilités hydrodynamiques, l'excitation de modes de surface, etc. ([Muno et al., 2002](#); [Watts, 2012](#)).

9. [Wijnands et al. \(2001\)](#) ont montré une dérive de 5 Hz lors d'un sursaut de la source X 1658–298.

1.3.6 Lien avec la fréquence de rotation

Une confirmation indépendante de la fréquence de rotation associée aux "oscillateurs" semble compliquée mais le lien entre cette dernière et la fréquence détectée durant les sursauts est fort. Parmi les arguments en sa faveur, il y a le constat que pour une source donnée, les fréquences des oscillations de sursaut détectées sont quasiment toujours identiques¹⁰ (parfois différentes de quelques Hz) ou présentent une dérive légère mais tendent en tout cas asymptotiquement vers une même valeur (voir chapitre 2). La fréquence des oscillations est donc liée à une grandeur intrinsèque à l'étoile. Quelques questions émergent légitimement : *pourquoi cette fréquence de référence serait la fréquence de rotation plutôt que sa demi-fréquence ? pourquoi pas son harmonique ?* Une affirmation tranchée sur la correspondance est encore douteuse.

Selon Watts (2012), les deux observations du pulsar accrétant SAX J1808.4–3658 par Chakrabarty *et al.* (2003) et in't Zand *et al.* (2001) permirent une mesure indépendante de sa fréquence de rotation lorsqu'il entra en période d'*outburst*¹¹. Ces deux études ont permis de confirmer précisément la correspondance entre la fréquence des oscillations et le taux de rotation stellaire de l'étoile. En 2003, le pulsar accrétant XTE J1814-338 générant des oscillations de sursaut permit à Strohmayer *et al.* (2003) d'avancer des conclusions similaires.

Les modèles incluent tous cette asymétrie de brillance comme principe de base pour générer les oscillations, mais diffèrent quant aux processus qui entrent en jeu. Parmi les solutions, j'étudie (chapitre 3) le modèle de tache chaude en rotation (*rotating hotspot*) qui s'inspire de l'émission persistante des calottes magnétiques des pulsars accrétants. Je le confronte aux données dans le chapitre 4.

1.4 Structure des étoiles à neutrons : considérations théoriques et observationnelles

1.4.1 Structure des couches externes

Pour une étoile à neutrons faiblement magnétisée, les couches superficielles parviennent à être raisonnablement comprises. Elles sont sans cesse en évolution, car elles subissent des sursauts X, des super-sursauts, le refroidissement des cendres ou des épisodes violents tels que l'expansion photosphérique du rayon (voir Paczynski et Anderson, 1986; in't Zand et Weinberg, 2010; Watts, 2012) qui bouleversent la matière en surface.

Comme tout phénomène de sédimentation, l'accrétion permanente de matière

10. Des oscillations ont aussi été détectées dans un super-sursaut de 4U 1636-536, pour lequel la fréquence observée (très stable sur une très longue durée) est identique à celle observée dans les sursauts de type 1 argumentant aussi en faveur d'un modèle d'allumage similaire.

11. Les systèmes *transitoires* alternent entre de longues périodes d'inactivité (*quiescence*), où la matière s'accumule dans le disque d'accrétion et de courtes phases éruptives (*outburst*) pendant lesquelles la luminosité X augmente considérablement grâce au transfert de masse.

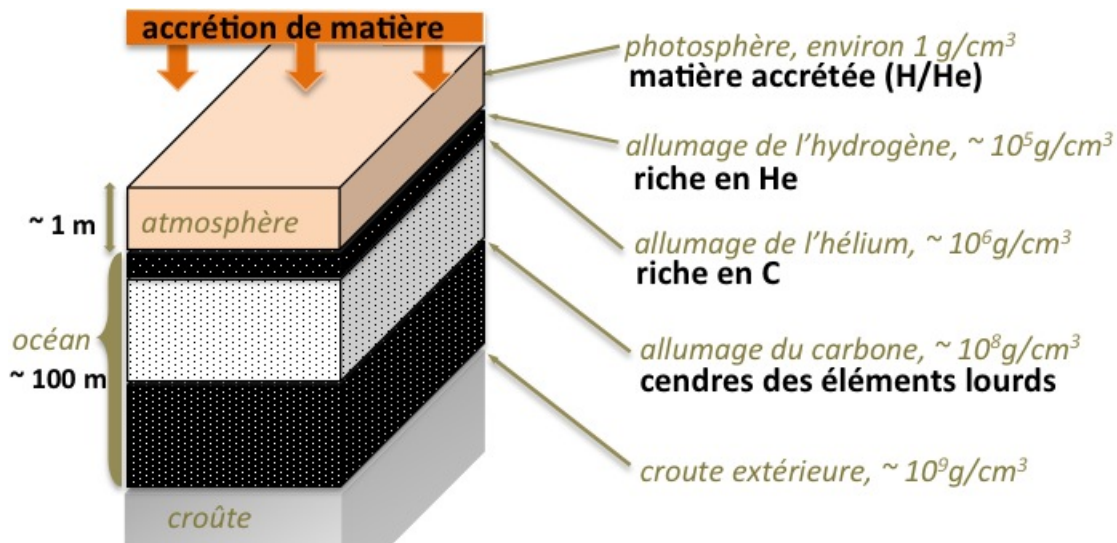


FIGURE 1.8 – Configuration schématique des couches extérieures d'une étoile à neutrons accrétante. La matière accrétée forme un océan et une atmosphère en équilibre hydrostatique. Après la combustion des éléments, les cendres en chute libre viennent sédimenter sur la croûte extérieure.

en provenance du disque d'accrétion sur la croûte de l'étoile, entrecoupée des épisodes de combustion instable de matière, à l'origine des sursauts thermonucléaires, et des réactions de nucléosynthèse qui en découlent, crée donc une structure stratifiée des couches superficielles juste au dessus de cette croûte solide (Chamel et Haensel, 2008; Watts, 2012). Ces couches interagissent sans cesse par des processus dynamiques, chimiques ou thermiques. Schématiquement, entre la croûte et le flux d'accrétion on trouve l'océan qui est la zone la plus profonde, située sous la couche de combustion de la matière et formée par les cendres en chute libre. Au dessus, en équilibre hydrostatique, l'atmosphère est chauffée par les réactions de combustion de fluide continuellement accrété. Dans une configuration stationnaire, je présente dans la Figure 1.8 une disposition possible de ces couches, ainsi qu'une estimation des profondeurs de chacune d'elles, inspirée des travaux de Lewin et Joss (1980) et Brown et Bildsten (1998).

L'épaisseur des couches externes est variable et la densité augmente avec la profondeur. Cette atmosphère diffusante affecte le spectre d'émission thermique de l'étoile à neutrons, mais l'étude de celle-ci est indispensable à la compréhension des couches plus profondes de l'astre. La connaissance des processus présents à la surface des étoiles à neutrons en système accrétant est aussi déterminante pour comprendre les mécanismes d'allumage des sursauts X, leur durée, leur nature et les énergies mises en jeu.

1.4.2 Structure interne et équations d'état de la matière dense

La Figure 1.9 représente une coupe schématique de la structure d'une étoile à neutrons en fonction de sa profondeur, et donc de la densité. Dans la vision la plus classique (Lattimer et Prakash, 2004), on distingue typiquement cinq régions sous l'atmosphère, par leur composition :

De la croûte vers le cœur

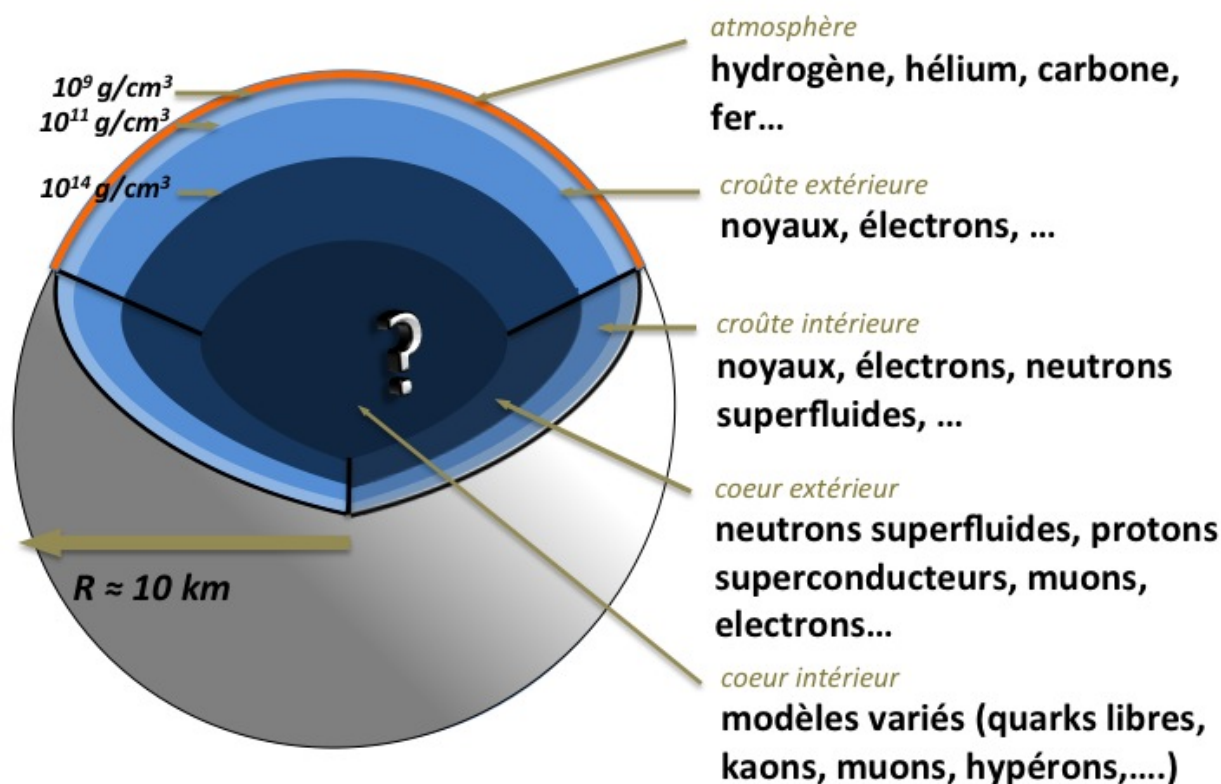


FIGURE 1.9 – Coupe d'étoile à neutrons pour le modèle le plus classique. Différentes zones sont présentes : une atmosphère gazeuse domine une croûte externe où les noyaux forment un cristal solide et les électrons sont dégénérés et relativistes. Plus bas, des neutrons libres commencent à apparaître. On suppose donc la présence de noyaux riches en neutrons et d'un gaz de neutrons superfluides et d'électrons dégénérés. Le cœur externe marque la disparition des noyaux mais la présence de neutrons et de protons supraconducteurs superfluides. L'essentiel de la masse de l'étoile est contenue dans ce volume. Le cœur interne demeure lui un mystère, mais des compositions variées sont spéculées (pions, hadrons, quarks déconfinés, etc....).

La croûte extérieure, où les noyaux forment des cristaux et les électrons sont dégénérés et relativistes, surmonte la croûte intérieure. Dans cette dernière, lorsque la densité dépasse environ $4 \cdot 10^{11} \text{ g.cm}^{-3}$, les neutrons libres commencent à s'échapper des noyaux et se comportent comme un superfluide (Pethick *et al.*, 1995). Des noyaux riches en neutrons baignent donc dans un gaz de neutrons superfluides et d'électrons dégénérés. La disparition des noyaux marque le début du cœur extérieur caractérisé par un gaz de neutrons et de protons (supraconducteurs) superfluides, et de muons et d'électrons dégénérés. Finalement, un cœur intérieur complète la composition interne des étoiles à neutrons mais sa nature est soumise au débat car elle détermine le comportement de la matière sous des densités extrêmes que de nombreux modèles peuvent expliquer. Il manque donc un ingrédient essentiel, l'équation d'état de la matière ultradense qui définit le régime pour une densité supérieure à quelques $10^{14} \text{ g.cm}^{-3}$ où les chocs entre nucléons peuvent donner naissance à de nouvelles particules (voir section 1.4.3).

Résoudre les équations de structure stellaire par des grandeurs observables

Le cadre théorique permettant de déterminer la structure des étoiles à neutrons fut établi par [Oppenheimer et Volkoff \(1939\)](#). Il s'agit de résoudre les équations d'Einstein dans le cas d'une étoile statique à symétrie sphérique de type fluide parfait, c'est-à-dire une géométrie de l'espace-temps de Schwarzschild. On obtient de cette manière le système d'équations de Tolman-Oppenheimer-Volkoff (TOV) ([Lattimer et Prakash, 2001](#); [Weber, 2005](#)) qui décrit l'équilibre hydrostatique relativiste ainsi que l'espace-temps interne à l'étoile et l'arrangement de la matière.

La résolution n'est possible qu'en incluant une équation d'état qui relie la densité (ρ) et la pression interne (P). [Shapiro et Teukolsky \(1983\)](#) et [Lattimer et Prakash \(2001\)](#) donnent une description de différents modèles d'équations d'état réalistes. En 1992, Lindblom développa une méthode pour déterminer directement l'équation d'état à partir des valeurs de la masse (M) et du rayon (R) de l'étoile. Un lien unique est ainsi établi entre la relation microscopique $P - \rho$ intrinsèque à l'étoile et la relation macroscopique $M - R$ en théorie observable (voir aussi [Gourgoulhon, 2010](#)).

Une fois la composition interne définie, on introduit la pression de dégénérescence des fermions présents, le couplage entre particules et l'interaction forte. Ces équations sont donc résolues numériquement en incrémentant du centre vers l'extérieur. Il est possible d'implémenter des corrections pour inclure des perturbations de certains paramètres, par exemple, il est évident que les équations d'état doivent être déterminées pour des étoiles en rotation rapide, il faut donc ajouter une information sur la fréquence de rotation et calculer la structure stellaire, à l'image des travaux de [Cook et al. \(1994\)](#) et [Thampan et al. \(1999\)](#). Si l'intégration converge, cela signifie que la densité centrale initiale est compatible avec l'équation d'état, on dit que la solution est *stable*. En faisant varier les conditions initiales sur la densité centrale, il est possible d'obtenir une *famille* de modèles stables à partir d'une même équation d'état.

On comprend donc l'importance d'une mesure précise des paramètres de l'étoile à neutrons pour contraindre l'équation d'état de la matière dense. Il est d'usage que les différentes familles de solutions stables du système TOV soient représentées sur un diagramme masse-rayon comme c'est illustré sur la Figure 1.10.

1.4.3 Quelques modèles stables de matière super-dense

Il est possible d'extraire de la littérature cinq grandes familles qui caractérisent un comportement plus ou moins exotique de la matière dense, issues de la résolution du système TOV, qui s'accordent unanimement sur la composition de la croûte et du cœur extérieur de l'étoile, ainsi que les densités limites mises en jeu. Seule exception, le modèle qui prédit l'existence des étoiles *étranges*. Il s'agit d'une alternative intéressante au modèle en couches dans lequel l'état fondamental est décrit par un plasma de quarks u , d et s (respectivement *up*, *down* et *strange*) et d'électrons libres apparaissant à "faible" densité ($\sim 10^{11} \text{ g.cm}^{-3}$), directement sous la croûte extérieure formée par des noyaux et des électrons dégénérés ([Alcock et al., 1986](#); [Bombaci, 2000](#)). Dans le tableau 1.1, on recense les grandes familles de modèles.

Modèle	Composition du cœur intérieur	Références
étoile traditionnelle	protons, neutrons	Friedman et Pandharipande (1981); Wiringa <i>et al.</i> (1988); Akmal et Pandharipande (1997); Müller et Serot (1996); Muther <i>et al.</i> (1987); Engvik <i>et al.</i> (1996); Prakash <i>et al.</i> (1988)
étoile à hypérons	neutrons, protons, hypérons	Glendenning et Moszkowski (1991)
étoile à condensats de mésons	neutrons, protons, pions	Pechenick <i>et al.</i> (1983)
	neutrons, protons, kaons	Glendenning et Schaffner-Bielich (1999)
étoile hybride à quarks	neutrons, protons, hypérons, quarks déconfinés	Prakash <i>et al.</i> (1995)
étoile étrange	plasma de quarks u , d et s	Alcock <i>et al.</i> (1986); Prakash <i>et al.</i> (1995); Bombaci (2000)

TABLE 1.1 – Recensement des différentes familles typiques d'équations d'état de la matière super-condensée, et de leur composition supposée. Il est à noter que tous les modèles incluent des contributions leptoniques supplémentaires. Dans la dernière colonne, je liste la littérature qui mentionne ces modèles.

A très forte densité, les chocs entre les nucléons sont susceptibles de créer de nouvelles particules telles que les hypérons, les kaons, les pions ou même des quarks déconfinés. Je trace les relations M - R d'une étoile à neutrons prédite par différentes équations d'état typiques de la matière super-condensée (recensées dans Lattimer et Prakash, 2001, 2007) dans la Figure 1.10.

Les courbes sont représentées par différentes couleurs qui correspondent aux modèles principaux cités dans le tableau 1.1, à l'exception du modèle hybride à quarks de Prakash *et al.* (1995). Les courbes issues du modèle traditionnel à nucléons sont représentées en gris. Les modèles exotiques (contenant des hypérons ou des mésons) sont en bleu et les modèles d'étoiles étranges sont en cyan. On constate que la plupart des courbes se croisent et que tous les modèles d'équation semblent s'accommoder avec une large gamme de valeurs de masse et de rayon, ils ne sont donc pas contraignants.

A première vue, on peut remarquer que les modèles à nucléons se concentrent sur quelques valeurs de rayon (entre 11 et 15 km), pour des masses maximales de l'ordre de $2.7 M_{\odot}$. On dit qu'ils sont peu compressibles et que l'équation d'état est plutôt *rigide*. En revanche, les modèles dits "exotiques" (à mésons ou hypérons) sont plus compressibles car ils autorisent des petits rayons de l'ordre de 8 km. Par contre ils ne semblent pas autoriser de masses supérieures à $1.5 M_{\odot}$. Il est donc évident qu'une seule observation d'une étoile à neutrons qui posséderait une masse suffisamment grande suffirait à exclure définitivement ces modèles *souples* de la course. Enfin, on remarque que les étoiles étranges, animées par l'interaction forte sont plutôt singu-

lières dans le sens où leur masse semble augmenter avec le rayon (tant qu'elle reste bien inférieure à la masse maximale autorisée) à la différence des étoiles neutrons liées gravitationnellement.

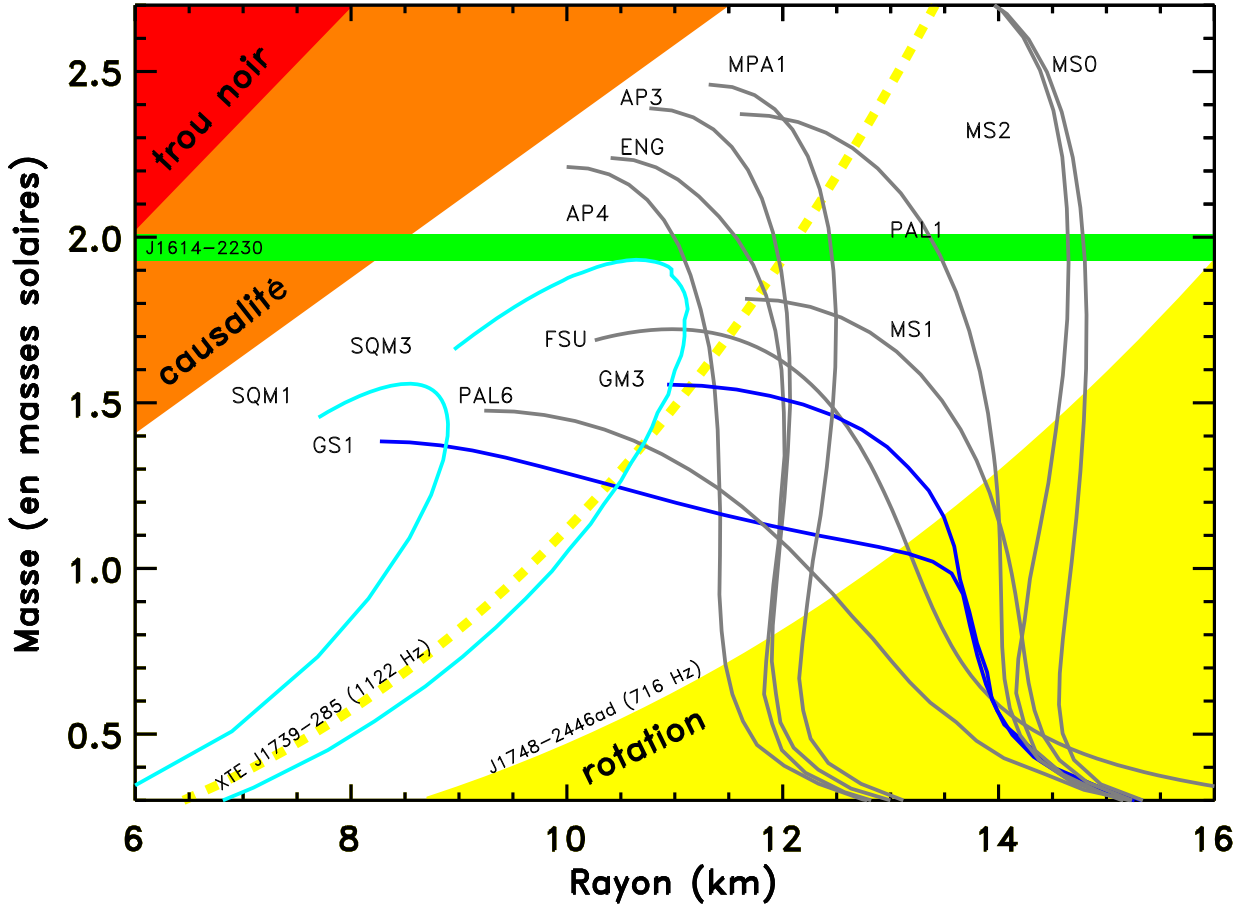


FIGURE 1.10 – Diagramme masse-rayon des étoiles à neutrons présentant les courbes associées aux équations d'état de la matière dense recensées par [Lattimer et Prakash \(2007\)](#). Les différentes familles d'équations d'état sont distinguées par des couleurs différentes : *gris* : modèles traditionnels à nucléons ; *bleu* : modèles exotiques à mésons ou hyperons ; *cyan* : étoiles étranges à quarks. Les régions exclues par la relativité générale comme étant au-delà de l'horizon des événements sont en rouge et celles exclues par le principe de causalité sont en orange. La région jaune est incompatible avec la détection de la fréquence de rotation maximale à ce jour, 716 Hz pour PSR J1748–2446ad ([Hessels et al., 2006](#)). De même, la courbe en tirets jaunes correspondrait à l'extension des limites rotationnelles si la fréquence égale à 1122 Hz de XTE J1739-285 était confirmée ([Kaaet et al., 2007](#)). Finalement, on superpose une bande horizontale verte correspondant aux contraintes observationnelles obtenues par la mesure de la masse égale à $(1.97 \pm 0.04)M_\odot$ de J1614-2230 ([Demorest et al., 2010](#)).

1.5 Comment sonder l'intérieur des étoiles à neutrons

Un grand nombre de méthodes permettent d'obtenir des contraintes sur les paramètres fondamentaux des étoiles à neutrons, et ainsi sonder leur intérieur. Cette thèse exploite l'ajustement des profils d'oscillations des sursauts X sensibles aux effets relativistes. Mais la détection de raies d'absorption, les phases d'expansion

photosphérique du rayon (*PRE*) et les mHz QPOs liés aux sursauts X permettent aussi de contraindre les paramètres de l'étoile.

Plus généralement, les études des pulsations milliseconde du flux persistant, de la raie du Fer, des kHz QPOs, du décalage gravitationnel du spectre d'émission, de l'émission quiescente et des mouvements orbitaux au sein de la binaire sont toutes des techniques employées pour tenter de sonder l'étoile. Certains travaux se concentrent uniquement sur les méthodes appliquées aux propriétés et phénomènes propres aux binaires X de faible masse (LMXB). Le lecteur intéressé est donc invité à consulter les articles cités ci-après : [Bhattacharyya \(2010a\)](#); [Cottam et al. \(2002\)](#); [Chakrabarty et al. \(2003\)](#); [Bhattacharyya et Strohmayer \(2007\)](#); [Demorest et al. \(2010\)](#); [Steeghs et Casares \(2002\)](#); [Özel \(2006\)](#); [Özel et al. \(2009\)](#); [Lamb et al. \(2009\)](#); [Bhattacharyya et al. \(2005\)](#); [Miller et Lamb \(1998\)](#); [Leahy et al. \(2008\)](#); [Morsink et Leahy \(2011\)](#); [Bogdanov et al. \(2007\)](#); [Giles et al. \(2002\)](#); [Nath et al. \(2002\)](#); [Suleimanov et al. \(2010\)](#).

1.6 Contraintes existantes

Les relations masse-rayon de [Lattimer et Prakash \(2007\)](#) sur le diagramme de la Figure 1.10 montrent qu'il est indispensable de procéder autant que possible à des mesures indépendantes du rayon et de la masse de la même étoile. D'autres équations d'état en revanche (les plus exotiques), pourraient être exclues si une seule mesure suffisamment précise d'une masse importante est disponible. J'explore la question des contraintes déjà existantes sur les paramètres qui définissent les équations d'état du stade ultime de la matière. Ces contraintes peuvent être théoriques, donc intrinsèques aux relations masse-rayon à l'image des travaux de [Rhoades et Ruffini \(1974\)](#) et [Hartle et Sabbadini \(1977\)](#) qui estimèrent qu'une configuration d'équilibre hydrostatique ne peut conférer à l'étoile à neutrons une masse supérieure à $3.2 M_{\odot}$ quelque soit le modèle d'équation d'état¹². Ces contraintes peuvent être aussi liées aux observations rares d'objets qui imposent des limites extrêmes aux paramètres. Par exemple, on peut citer les travaux de [Demorest et al. \(2010\)](#), sur le pulsar milliseconde J1614–2230, qui ont permis de contraindre sa masse à $(1.97 \pm 0.04)M_{\odot}$ par l'effet Shapiro (qui correspond à une augmentation du temps de parcours de la lumière dans l'espace-temps courbé à proximité d'un objet compact) dans la bande radio, excluant ainsi à 1σ la plupart des modèles exotiques impliquant des condensats d'hypérons, de bosons et de quarks libres (représenté dans la Figure 1.10). En revanche cela n'a pas imposé de limites sur le rayon.

La théorie de la relativité générale apporte naturellement des limites sur les valeurs que peuvent prendre les paramètres. Par exemple, nous savons que l'horizon des événements d'un objet définit la limite où la vitesse de libération est supérieure à la vitesse de la lumière, c'est-à-dire le rayon de Schwarzschild pour un trou noir

12. [Chamel et al. \(2013\)](#) ont récemment confirmé ces résultats en mettant une limite maximale à 3 masses solaires. En effet, au-delà d'une telle masse, rien ne peut compenser l'effondrement de l'espace-temps en une singularité, même pour une répulsion nucléaire infinie, un trou noir se forme donc irrémédiablement.

statique déterminé par $r_S = 2GM/c^2$. Pour une masse constante, tout objet possédant un rayon inférieur à cette limite est donc considéré comme un trou noir. Cette région est représentée en rouge sur le diagramme masse-rayon de la Figure 1.10. De même, au delà de l’horizon des événements, la région orangée limitée par la relation $R < 2.9GM/c^2$ détermine la compacité maximale de l’étoile qui respecte le principe de causalité exigeant que la vitesse du son soit inférieure à la vitesse de la lumière (calculé par Lindblom, 1984; Lattimer *et al.*, 1990).

Une contrainte potentielle supplémentaire est issue des propriétés de la rotation des étoiles. L’objet doit sa stabilité au fait que la force gravitationnelle domine la force centrifuge. A défaut de ça, l’étoile commence à perdre de la masse à l’équateur, là où la vitesse de rotation est la plus grande. Une limite supérieure à la fréquence de rotation peut donc être calculée et généralisée à un cadre fortement relativiste. Lattimer et Prakash (2004) définirent empiriquement une relation imposant une limite supérieure au rayon R d’une étoile de masse M et de fréquence ν qui dit que $R < 10.4 \left(\frac{1000\text{Hz}}{\nu} \right)^{2/3} \left(\frac{M}{M_\odot} \right)^{1/3}$ km. Avec cette relation, on comprend que la détection d’étoiles en rotation très rapide sera d’autant plus contraignante. Hessels *et al.* (2006) découvrirent le pulsar radio J1748–2446ad avec une fréquence de rotation de 716 Hz qui est à ce jour l’étoile à neutrons la plus rapide¹³. La région écartée par cette valeur de fréquence de rotation est représentée en jaune dans la Figure 1.10.

Des mesures de masse assez précises mais moins contraignantes viennent compléter ce diagramme. Elles ont été fournies par l’observation d’autres objets parmi lesquels je citerai les suivantes : $(1.438 \pm 0.024)M_\odot$ pour le pulsar J1909-3744 (Jacoby *et al.*, 2005); $(1.74 \pm 0.04)M_\odot$ pour J1903+0327 (Champion *et al.*, 2008).

Dans le chapitre suivant, je débute l’analyse des oscillations de sursauts X. Leur ajustement est en théorie un moyen de superposer sur ce diagramme des contraintes simultanées sur la masse et le rayon d’une étoile à neutrons.

13. En 2007, Kaaret *et al.* (2007) détectèrent des oscillations à la fréquence de 1122 Hz venant de la source X transitoire XTE J1739-285. Ces résultats ne sont pas confirmés. Sur le diagramme d’équations d’état, les contraintes permises par une telle valeur seraient importantes.

Chapitre 2

OSCILLATIONS DANS LES SURSAUTS X : DÉTECTION ET ANALYSE

Sommaire

2.1	L'INSTRUMENTATION	31
2.1.1	Présentation de la mission <i>RXTE</i>	31
2.1.2	L'instrument <i>PCA</i> à bord de <i>RXTE</i>	31
2.1.3	Réduction des données	32
2.2	LES OUTILS STATISTIQUES	33
2.2.1	Tests de signification statistique	33
2.2.2	Procédure de détection : application sur un cas d'école	34
2.3	QUELLE BANDE EN ÉNERGIE ?	36
2.4	ANALYSE DU SIGNAL OSCILLANT	36
2.4.1	Sélection du segment significatif	36
2.4.2	Calcul des profils moyens d'oscillations	38
2.5	CORRECTION DES DÉRIVES EN FRÉQUENCE	39
2.6	ÉVOLUTION DU SIGNAL AU COURS DU SURSAUT	39
2.7	QUEL ÉCHANTILLON ?	42
2.8	4U 1636–536	43
2.8.1	Distribution des paramètres	45
2.8.2	Un cas particulier : le super-sursaut de 4U 1636–536	47
2.9	XTE 1814–338	50
2.10	4U 1608–52	52
2.11	DISCUSSION	53

La période des oscillations détectées pendant les sursauts X peut-être de l'ordre de la milliseconde. Dans ce chapitre, j'analyse les propriétés temporelles du phénomène dans l'espace des hautes fréquences allant au-delà de 100 Hz. Je présente également les différents outils statistiques utilisés pour détecter et analyser ces variations du flux, avec notamment la mise en place d'une procédure automatique de détection des signaux périodiques significatifs dans des données bruitées. Finalement, je détaille les résultats que j'ai obtenus sur un échantillon de sources sélectionnées, et j'établis notamment un catalogue de profils moyens d'oscillations.

2.1 L'instrumentation

2.1.1 Présentation de la mission RXTE

La plupart des découvertes, et les plus récentes dans ce domaine ont été effectuées grâce au *Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE)*, nommé ainsi en l'honneur du physicien italo-américain Bruno Rossi. Il s'agit d'un satellite de la NASA (National Aeronautics and Space Administration) lancé le 30 décembre 1995 par une fusée *Delta II* (la fin des opérations a eu lieu le 3 janvier 2012). Ce satellite de 3 tonnes fut placé sur une orbite basse de 600 km. Ses données sont disponibles publiquement via le *HEASARC (High Energy Astrophysics Science Archive Research Center)*.

RXTE embarque trois instruments pour la détection des rayons X. Le *HEXTE (High Energy X-ray Timing Experiment)* est constitué d'un ensemble de scintillateurs couvrant un champ d'ouverture égal à un degré dans le domaine 15-250 keV, pour une résolution temporelle de l'ordre $7.6 \mu s$ (Rothschild *et al.*, 1998). L'*ASM (All-Sky Monitoring camera)* est un ensemble de trois caméras fonctionnant dans la bande 1.5-12 keV. Avec un angle d'ouverture d'environ deux degrés et une rotation motorisée, elles réalisent une observation de la quasi-totalité du ciel toutes les 96 minutes (Levine *et al.*, 1996). Finalement, l'instrument principal à bord se nomme *PCA* pour *Proportional Counter Array*, dont je traite exclusivement les données.

2.1.2 L'instrument PCA à bord de RXTE

Le *PCA* couvre la bande d'énergie 2-60 keV avec un champ de vue d'environ un degré. Les données sont fournies par un groupe de 5 détecteurs collimatés nommés *PCUs* (pour *Proportional Counter Units*, numérotés par la suite de 0 à 4) divisés en sous-modules remplis de gaz (propane, xénon). Les *PCUs* assemblés possèdent une surface collectrice totale de 6500 cm^2 qui est plusieurs fois supérieure à celle de ses principaux prédécesseurs (*EXOSAT* et *GINGA*) dans le domaine.

Le *PCA* a permis d'effectuer des avancées majeures, car il combinait cette grande surface collectrice avec une très bonne résolution temporelle inférieure à $1 \mu s$. En revanche, sa résolution énergétique restait modeste ($< 18\%$ à 6 keV) et répartie sur 256 canaux au maximum (voir Jahoda *et al.*, 1996, 2006, et les références associées).

Il est donc un instrument idéal pour étudier les phénomènes dont la variabilité est très rapide, tels que les sursauts X et leurs oscillations mais aussi les pulsations

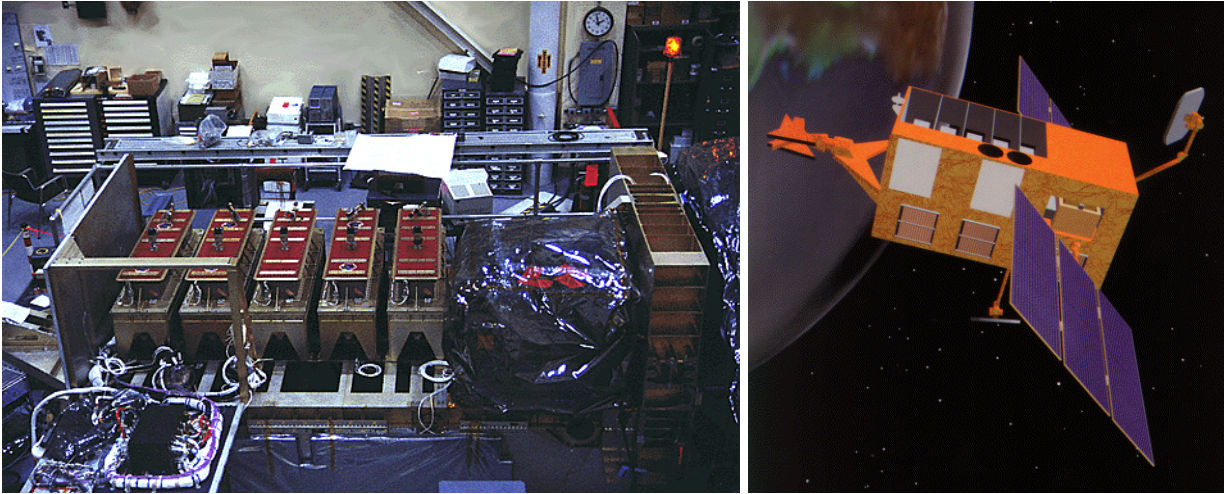


FIGURE 2.1 – Assemblage du *RXTE* au Goddard Space Flight Center – Vue d'artiste du *RXTE* en vol (Source : NASA)

persistantes des pulsars, les kHz QPOs.

Le *PCA* a vécu 5 phases (nommées *époques*) au cours desquelles le gain de ses détecteurs et la réponse instrumentale ont changé de façon discontinue. Les épisodes qui entrecoupent ces époques sont les suivants : le 21/03/96 et le 15/04/96, les tensions d'entrée des *PCUs* 3 et 4 ont été modifiées, de même que le 22/03/99 pour le *PCU* 1. Puis et le 13/05/00, une fuite de propane fut constatée dans certaines couches des *PCUs* 0 et 1, compatible avec l'apparition d'un trou causé par une micro-météorite. Tous ces événements ont des conséquences directes sur la calibration de l'instrument dont il faut tenir compte.

2.1.3 Réduction des données

L'exploitation des données se fait par l'extraction de courbes de lumière ou des spectres en énergie, dans des intervalles de temps et d'énergie définis. A partir des données brutes disponibles, j'ai utilisé les *fichiers d'événements (Event Mode)* de l'observation, identifiés par la configuration *E_125us_64M_0_1s*. Ces données multidimensionnelles donnent les temps d'arrivée des photons avec une résolution temporelle égale à $122 \mu s$ (soit 2^{-13} s), et le canal en énergie sur lequel ils sont détectés. En revanche, ce mode ne fournit qu'une résolution en énergie modeste avec 64 canaux exploitables dans la bande 2-60 keV.

Finalement, d'autres sous-fichiers donnent l'orientation spatiale du satellite et ses éphémérides orbitales qui permettent d'effectuer les corrections d'horloge et les corrections barycentriques des temps fournis, d'autres permettent de créer les matrices de réponse de l'instrument et de connaître l'activité des *PCUs* au moment de l'observation.

2.2 Les outils statistiques

L'analyse temporelle des signaux périodiques dans des données bruitées implique un passage dans l'espace de Fourier, et s'effectue à l'aide du calcul des spectres de puissance. Les principes sont décrits dans [van der Klis \(1989\)](#) et [Vaughan et al. \(1994b\)](#). Je présente maintenant différentes méthodes utilisées pour la détection des oscillations des sursauts X.

2.2.1 Tests de signification statistique

La signification statistique d'un signal périodique peut être calculée à partir d'un spectre de puissance (utilisant par exemple la normalisation de Leahy), des temps d'arrivée (statistique Z_n^2) et d'autres nécessitent la modélisation de profils d'oscillations à une fréquence donnée (en estimant par un test de χ^2 par exemple l'écart de ces profils par rapport à une valeur constante).

Puissance de Leahy : La durée totale du signal est notée T et la série $y_i(t)$ correspond au nombre de photons détectés entre l'instant t_i et t_{i+1} , donc dans le *bin* t_i (où $i = 1 \dots N$, avec N le nombre total d'intervalles de temps). Il est possible de calculer des spectres de puissance (*PDS* pour *power density spectrum*) d'une courbe de lumière ($y_i(t)$ en fonction de t_i) à partir d'un algorithme FFT (*fast fourier transform*). Avec une résolution temporelle optimale égale à $\Delta t = 122 \mu s$, la fréquence maximale qui peut être étudiée est la fréquence de Nyquist définie par $f_{Ny} = 1/(2\Delta t) = 4096$ Hz.

Soit N_{ph} le nombre total de photons détectés, la valeur des puissances P_j associées à chaque fréquence de Fourier $\nu_j = j/T$ (avec $j = 0 \dots N/2$) est obtenue en effectuant la normalisation de [Leahy et al. \(1983a\)](#) définie par :

$$P_j = \frac{2}{N_{ph}} \left[\left(\sum_{i=1}^N y_i \sin(2\pi\nu_j t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^N y_i \cos(2\pi\nu_j t_i) \right)^2 \right]. \quad (2.1)$$

Le bruit poissonien va aussi contribuer au PDS, mais pour une telle normalisation, il est distribué selon une loi de χ^2 avec 2 degrés de liberté. On peut ainsi calculer des seuils de confiance de détection ([van der Klis, 1989](#); [Vaughan et al., 1994b](#)) et identifier les fréquences les plus significatives.

Test d'écart à une constante : Pour un intervalle de temps donné, cette méthode génère à partir d'une courbe de lumière, des profils d'oscillations par empilement de phases ou *epoch folding*, pour différentes fréquences à tester (voir [Leahy et al., 1983b](#); [Davies, 1990](#)). Pour chaque fréquence, l'écart du profil à la constance est évalué en utilisant la statistique L (voir [Schwarzenberg-Czerny, 1989](#)). La déviation maximale par rapport au bruit blanc est donc la fréquence la plus probable.

La statistique L suit une distribution de Fisher-Snedecor. En terme de valeurs, $L = x$ est interprété en déduisant le niveau de confiance de la détection à x écart-

types, à la manière de la distribution normale¹. Cette approche fait implicitement l'hypothèse que la fréquence détectée est constante sur l'intervalle de temps considéré, mais comme nous le verrons plus bas (voir 2.5), nous avons établi des corrections pour en tenir compte.

Statistique Z_n^2 : On utilise ici les temps d'arrivées des photons (voir par exemple Gibson *et al.*, 1982; Boucheri *et al.*, 1983; Strohmayer et Markwardt, 1999). Avec toujours N_{ph} photons détectés, on suppose maintenant que l'ensemble des $\{t_i\}$ définit les temps d'arrivée de chacun d'eux, avec $i = 1 \dots N_{ph}$. Ces différentes valeurs de temps d'arrivée sont analysées dans l'espace de Fourier au moyen de la variable statistique Z_n^2 définie par :

$$Z_n^2 = \frac{2}{N_{ph}} \sum_{k=1}^n \left[\left(\sum_{i=1}^{N_{ph}} \sin(2\pi\nu_k t_i) \right)^2 + \left(\sum_{i=1}^{N_{ph}} \cos(2\pi\nu_k t_i) \right)^2 \right], \quad (2.2)$$

où n est le nombre d'harmoniques choisies pour le calcul, et ν_k la valeur de la fréquence correspondante.

La variable Z_n^2 a une fonction de densité de probabilité égale à celle d'un χ^2 avec $2n$ degrés de liberté (applicable même en cas de faible statistique). Les composantes harmoniques des signaux oscillants étant difficilement détectables avec le *RXTE/PCA* (seule exception dans Bhattacharyya et Strohmayer, 2005), il faut se contenter simplement de la composante principale, donc $n = 1$.

2.2.2 Procédure de détection : application sur un cas d'école

On cherche donc à déterminer la localisation et l'évolution (dérive en fréquence ou non) d'un signal périodique sur la courbe de lumière d'une sursaut X. Il est commun de réaliser des PDS dynamiques qui sont des spectres de puissance calculés dans des segments temporels courts, avec une fenêtre glissante à pas réguliers. Ainsi, en choisissant une durée de fenêtre adaptée, on peut dessiner des contours de confiance associés à chaque fréquence de Fourier, tout au long de la progression du sursaut. Cette technique est généralisable à n'importe quel test statistique (P_j , *epoch folding* ou Z_1^2).

Application

Je calcule à présent ces spectres dynamiques pour l'observation du sursaut X de la source 4U 1702–429 datant du 26 juillet 1997. Cette observation est un cas d'école dans le sens où elle présente des propriétés représentatives des sursauts X.

J'utilise une fenêtre glissante d'une durée de 2 s et un pas de 1/16 s pour parcourir le sursaut, et je procède pour chaque intervalle au calcul des trois tests de signification statistique, dans la bande d'énergie totale du *PCA*. Afin d'avoir une bonne

1. La statistique L est une application du test d'analyse de la variance (ou ANOVA). Larsson (1996) utilise le test χ^2 pour l'*epoch folding*, qui donne dans notre cas des probabilités équivalentes.

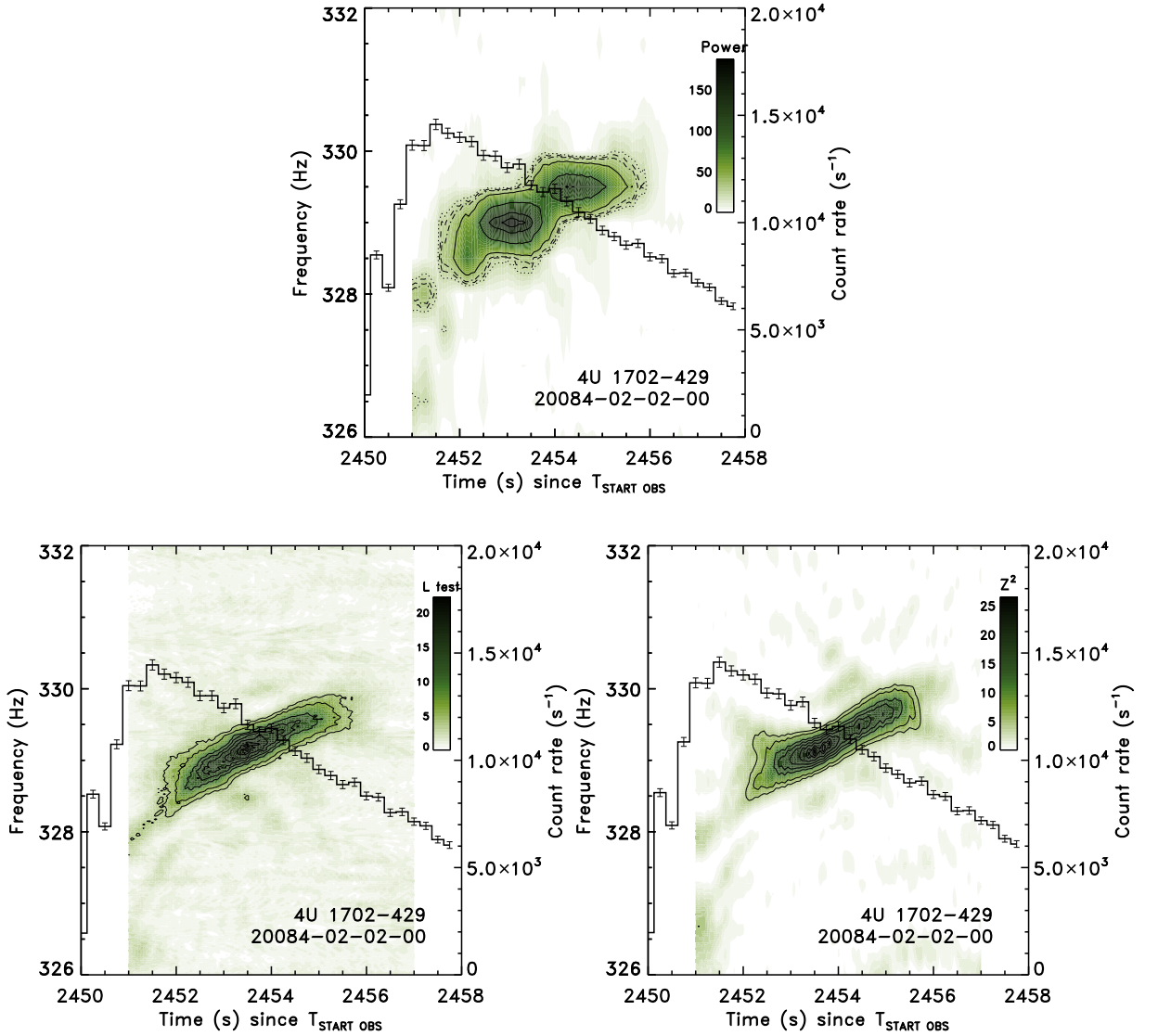


FIGURE 2.2 – Recherche des oscillations dans un sursaut X de 4U 1702–429. J'utilise une fenêtre glissante d'une durée de 2 s et un pas de 1/16 s le long du sursaut, dans laquelle je procède aux tests de signification statistique (**Haut** : Spectre de puissance de Leahy dynamique. **Gauche** : Recherche par epoch folding. **Droite** : Statistique Z_1^2). Les contours de confiance lissés sont superposés à la courbe de lumière dont la résolution temporelle est de 0.25 s. Les valeurs du test statistique associé sont croissantes vers la couleur foncée. Les trois tests donnent des résultats équivalents, à savoir un train d'oscillations d'environ 4 s montrant une dérive croissante en fréquence de 1 Hz autour de 329 Hz.

visibilité, je trace ensuite les contours de signification statistique sur les graphes de la Figure 2.2 pour des fréquences voisines de 330 Hz où l'on s'attend à détecter la fréquence des oscillations (Markwardt *et al.*, 1999; Galloway *et al.*, 2008).

Au vu des contours, les trois méthodes parviennent à mettre en évidence un signal oscillant dont la durée et la localisation sont similaires. Ce signal est localisé dans la partie décroissante du sursaut. On constate que l'oscillation débute de façon significative 2452 s après le début de l'observation (voir Figure 2.2) pour une durée apparente proche de 4 s. Ces trois méthodes s'accordent aussi sur les valeurs des fréquences détectées de même que sur une dérive croissante de près d'un hertz allant

de 328.5 Hz jusqu'à environ 329.5 Hz.

En revanche, on constate que dans le cas du spectre de puissance de Leahy, les contours de détection sont plus étalés autour de la valeur la plus probable que pour les deux autres tests, équivalents quant à eux.

2.3 Quelle bande en énergie ?

L'extraction du signal s'effectue sur la bande d'énergie où l'émission du sursaut domine par rapport au bruit de fond instrumental, soit environ entre 2 et 22 keV (voir Figure 2.3). Cette sélection sera appliquée à l'ensemble des sursauts étudiés par la suite.

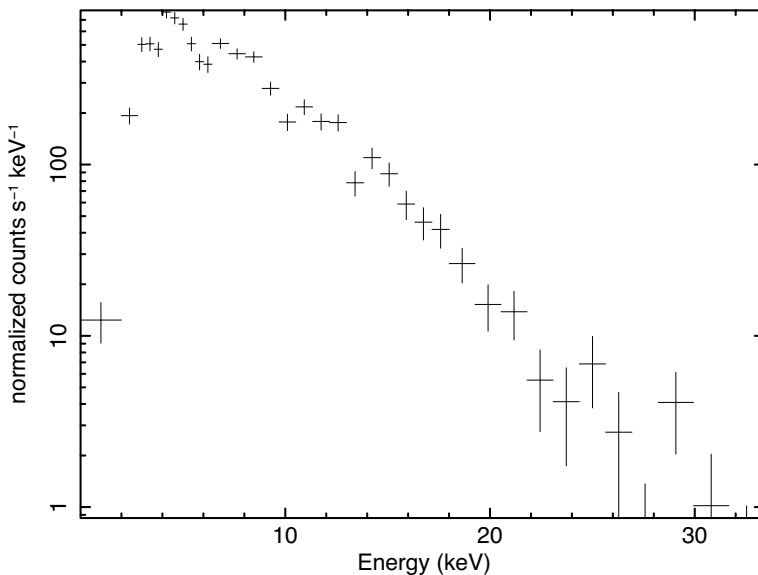


FIGURE 2.3 – Spectre en énergie calculé pendant la présence des oscillations du sursaut X de 4U 1702-429. Il montre que le signal est concentré dans la bande d'énergie 2-22 keV.

2.4 Analyse du signal oscillant

2.4.1 Sélection du segment significatif

Je procède désormais à la recherche précise du segment qui maximise la détection du signal oscillant. Afin de définir précisément les bornes temporelles du segment à analyser, il faut mettre au point une procédure automatique pour déterminer la configuration optimale (temps de début et durée du segment) donnant la meilleure signification statistique.

Pour cela, j'utilise une fenêtre glissante de durée variable le long du sursaut, avec un pas égal à 0.125 s. Les durées testées vont de 0.5 à 8 secondes (par pas de 0.125 s). Je calcule ainsi pour chaque configuration, les valeurs des tests statistiques correspondant (P_j , *epoch folding* ou Z_1^2). Le tracé des iso-contours de signification

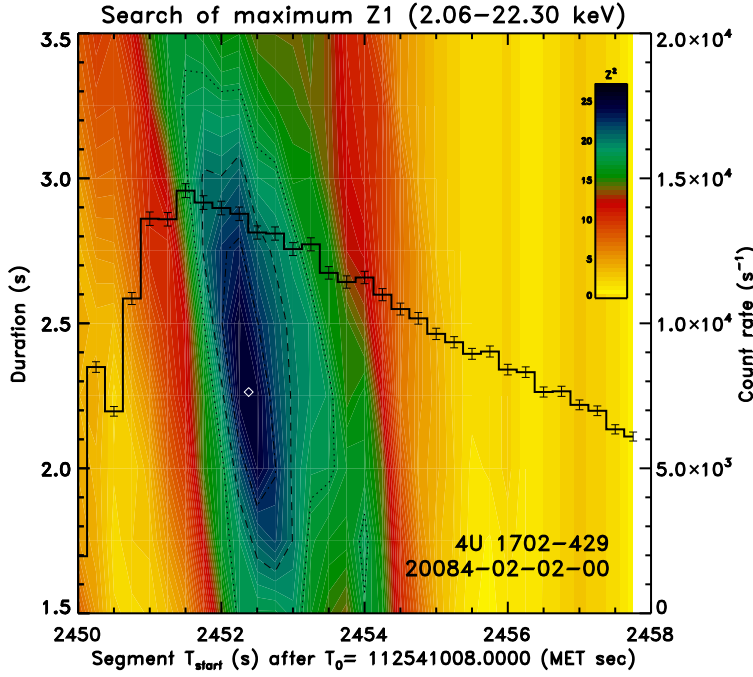


FIGURE 2.4 – Recherche du segment qui maximise la détection des oscillations du sursaut de 4U 1702–429 par le test statistique Z_1^2 . En se déplaçant dans l’espace des paramètres (temps de début du segment, durée), le test permet d’obtenir une valeur de signification statistique. Le tracé des iso-contours des valeurs de Z_1^2 montre qu’il existe une configuration optimale au centre de l’ellipse. Le principe est identique avec les autres tests statistiques.

statistique permet ainsi de déterminer les propriétés de la fenêtre optimale, comme l’illustre la Figure 2.4 pour le sursaut étudié.

Le Tableau 2.1 récapitule donc quels sont les temps de début, durées du segment et fréquences d’oscillations optimaux propres à chaque test statistique et qui maximisent la détection du signal oscillant apparaissant dans la queue du sursaut de 4U 1702–429.

TABLE 2.1 – Résultats de la recherche du segment qui maximise la détection des oscillations lors du sursaut de la source 4U 1702–429, à l’aide des trois tests de signification statistique.

Test statistique	Temps de début (s <i>MET</i>)	Durée (s)	Fréquence moyenne (Hz)
P_j^{Leahy}	112543460.515	2.215	$329.16^{\pm 0.45}$
<i>epoch folding</i>	112543460.416	2.174	$329.124^{\pm 0.169}$
Z_1^2	112543460.382	2.263	$329.145^{\pm 0.157}$

Le Tableau 2.1 montre des résultats compatibles pour les trois méthodes². La durée du segment le plus significatif est proche de 2.2 secondes alors que le lissage des contours dynamiques laissait penser que les trains s’étalaient sur près de 4 secondes. Le choix du test statistique affecte donc peu la recherche du segment optimal. Néanmoins, il faut émettre des réserves quant à l’utilisation du spectre de puissance de Leahy. En effet, les résultats ont révélé une détermination moins précise de la fréquence la plus probable. Pour expliquer cela, on rappelle que la durée de la fenêtre glissante limite la résolution fréquentielle du spectre, ce qui est défavorable pour les signaux courts.

2. Ce constat a été vérifié pour un large échantillon d’observations.

2.4.2 Calcul des profils moyens d'oscillations

Dans la détermination des contraintes sur l'équation d'état de la matière dense grâce aux sursauts X, l'outil est l'ajustement des profils moyens d'oscillations. Ceux-ci sont calculés par empilement des phases sur le segment et la fréquence identifiés ci-dessus. Ils sont la forme finale que prendront les données et seront ajustés à un modèle (Chapitres 3 et 4). Cette démarche fait l'hypothèse que la fréquence des oscillations détectées est constante. Sur la Figure 2.5, j'illustre sur deux cycles, les résultats de l'empilement des phases effectué sur la courbe de lumière de l'observation du sursaut X étudié, en choisissant 12 valeurs (*bins*) de phase. Les profils construits sur cette figure sont les profils bolométrique (2–22 keV) mais l'information sur les canaux d'énergie est conservée.

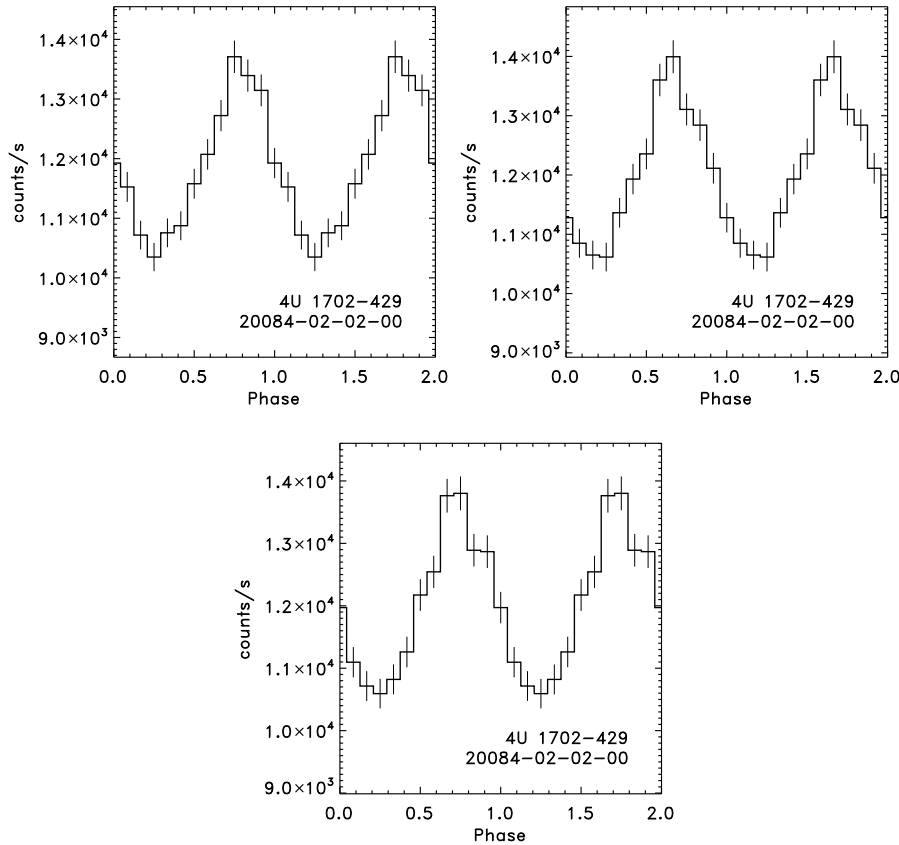


FIGURE 2.5 – Profils moyens des oscillations du signal détecté au cours du sursaut X de 4U 1702–429, calculés grâce aux trois méthodes de détection (respectivement P_j , *epoch folding* et Z_1^2), et répartis sur 12 bins de phase.

Les profils d'oscillations issus des trois méthodes sont équivalents et proches d'une forme sinusoïdale. Les incertitudes relatives associées à chaque valeur sont de l'ordre de 2.1%. En ajustant une fonction du type $y(\phi) = A + B \sin(\phi + \phi_0)$, l'amplitude relative B/A des oscillations est de l'ordre de 13.5% dans les trois cas. Seul le segment déterminé par les puissances de Leahy présente un taux de comptage moyen A plus faible car il débute un peu plus tard dans la queue du sursaut. Je propose donc de poursuivre les analyses en utilisant une des deux méthodes parmi

l'*epoch folding* et le test Z_1^2 , parfois de façon interchangeable.

2.5 Correction des dérives en fréquence

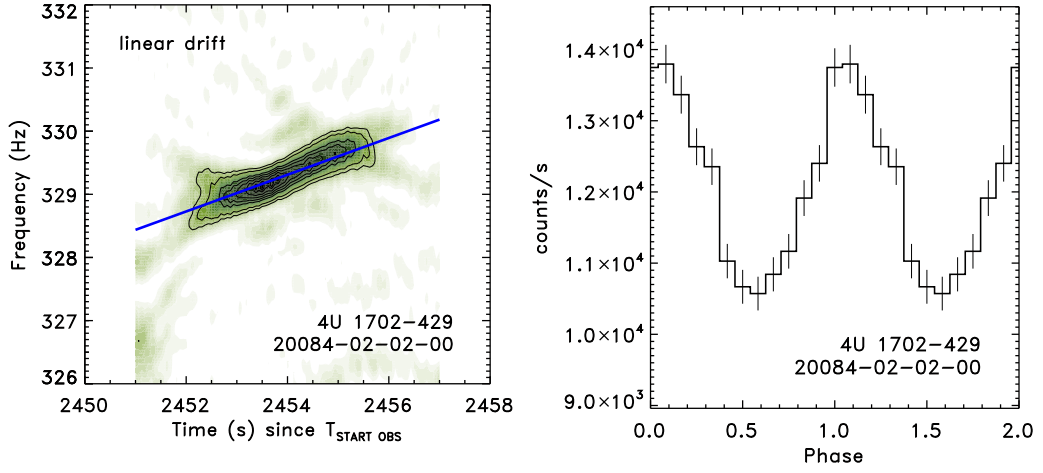


FIGURE 2.6 – **Gauche** : une fonction affine a été ajustée à l'évolution de la fréquence. **Droite** : On trace le profil moyen des oscillations du signal détecté au cours du sursaut X de 4U 1702–429 (calculé avec la statistique Z_1^2) corrigé de cette dérive en fréquence.

La Figure 2.6 montre l'évolution croissante de la fréquence des oscillations pendant le sursaut (panneau de gauche), dont il faut tenir compte car il s'agit d'une source d'erreurs systématiques. Cette évolution peut être ajustée par une droite³ dont le modèle est du type $\nu(t) = p_0 + p_1 t$, où l'ensemble des $\{p_i\}$ déterminent les paramètres à ajuster. Le paramètre déterminant est ici la pente p_1 qui d'après l'ajustement est égale à $+0.291 (\pm 0.033) \text{ Hz.s}^{-1}$. Pour construire le profil moyen d'oscillations, je corrige donc la courbe de lumière de la dérive en fréquence. Il est représenté sur le panneau de droite de la Figure 2.6

Les différences en terme d'amplitude relative, ou d'incertitudes relatives sont très faibles dans le cas du sursaut de 4U 1702–429 mais nous tiendrons désormais compte de cette correction quand on appliquera cette procédure dans l'analyse englobant un échantillon plus large (voir Section 2.7).

2.6 Evolution du signal au cours du sursaut

Il est intéressant d'étudier l'évolution de la signification statistique de la détection des oscillations en parcourant l'intégralité de la courbe de lumière du sursaut X. Les évolutions de la fréquence la plus probable durant le sursaut et de la valeur du test statistique associée sont tracées sur les Figure 2.7 et 2.8 qui fournissent une représentation alternative aux spectres dynamiques.

3. Selon l'évolution, d'autres modèles peuvent être ajustés, à l'image d'une fonction exponentielle du type $\nu(t) = p_0 - p_1 \exp(-t/p_2)$ ou quadratique du type $\nu(t) = p_0 + p_1 t + 0.5 p_2 t^2$.

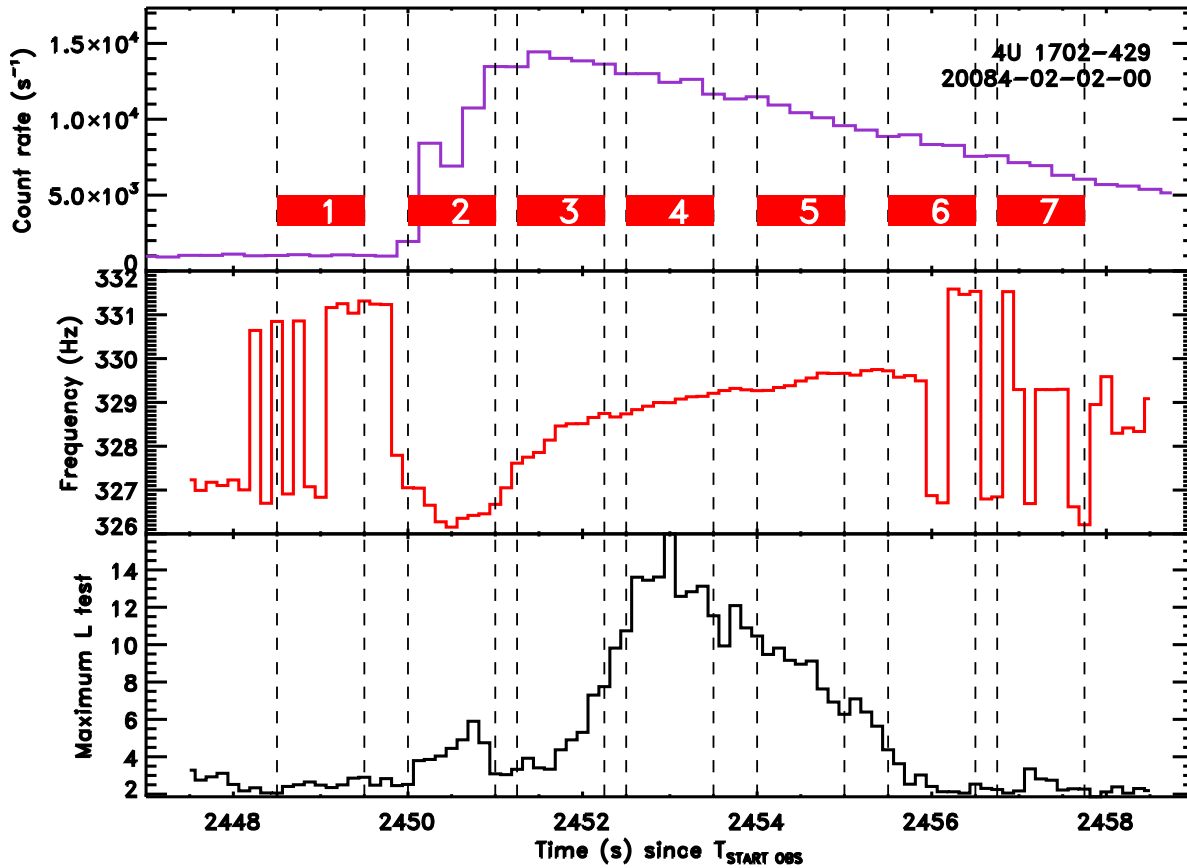


FIGURE 2.7 – Evolution dynamique de la fréquence au cours du sursaut et la valeur du test statistique associée, calculée toutes les 0.125 s sur une fenêtre de 1 s. J’ai aussi superposé les 7 intervalles de temps disjoints pendant lesquels une analyse comparative sera effectuée.

Le graphe central de la Figure 2.7 met très bien en évidence la dérive croissante et quasi-linéaire de la fréquence de près de 2 hertz au total (sur un intervalle de 4 s débutant au pic d’un sursaut). Je choisis aussi 7 intervalles numérotés qui définissent des épisodes représentatifs au cours du sursaut.

Sur la Figure 2.8, on représente les valeurs de la statistique L associées à chaque fréquence testée. On ajuste à ces valeurs une distribution gaussienne, dont le centroïde définit la fréquence la plus probable. De plus, on affiche le profil moyen des oscillations résultant de l’empilement des phases à cette fréquence, pour les 7 intervalles étudiés.

Les intervalles 1 (précédant l’allumage) et 7 (fin de la phase décroissante) sont dominés par du bruit. On n’observe aucun signal périodique. Les valeurs du test statistique L sont très faibles et les fréquences sont non contraintes. Le signal excède faiblement le bruit dans les intervalles 2, 3 et 6 mais sa modulation permet tout de même de construire des profils moyens d’oscillations de bonne qualité. Finalement, la détection des oscillations est optimale dans les intervalles 4 et 5 où la signification statistique est très élevée. Par ailleurs, durant le signal, l’amplitude relative des oscillations diminue, passant de près de 20% à 10% du taux de comptage moyen.

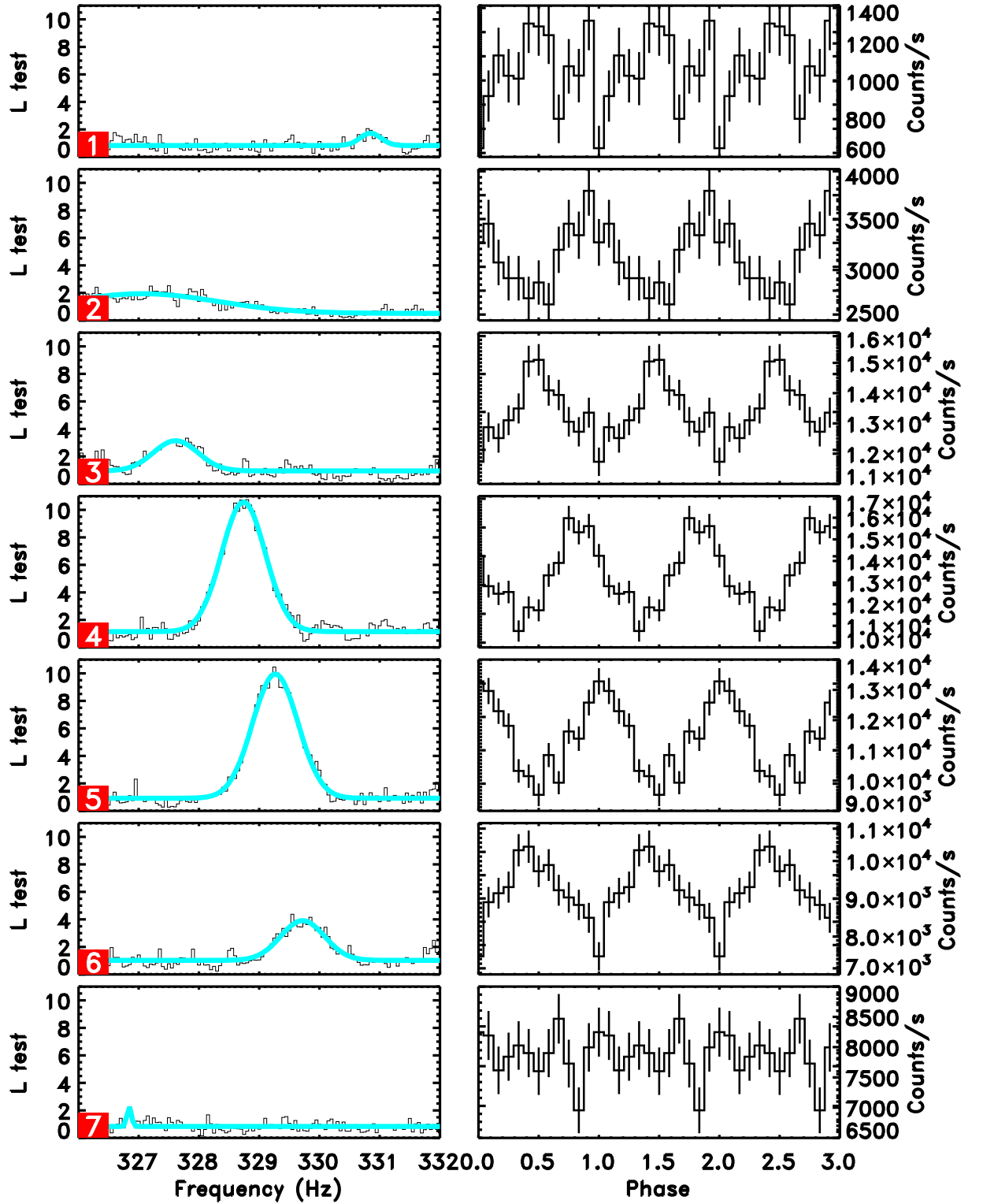


FIGURE 2.8 – Evolution dynamique de la signification statistique. A gauche sont présentées les valeurs de la statistique L associées aux fréquences testées dans le voisinage de 329 Hz, pour chaque intervalle considéré. Pour affiner les résultats, j'ajuste en plus ces valeurs par une distribution gaussienne et je considère que son centroïde est la fréquence la plus probable. A droite, on présente les profils moyens d'oscillations (sur 12 bins) correspondant à ces segments.

2.7 Quel échantillon ?

Identification des observations :

Par commodité, j'utilise à présent l'*ObsID* (*Observation ID*) pour nommer une observation. Une observation est ici une collection contiguë de données permise par un seul pointage d'une source, donc chaque ObsID est limité par un temps de début et de fin. Les ObsIDs sont du type *NNNNN-TT-VV-SSX*, tel que *20084-02-02-00* pour le sursaut X analysé jusqu'alors. Ces chiffres sont assignés aux demandes d'observation et reconnaissent la cible visée, le pointage choisi et l'instrument utilisé. Un *ObsID* identifie de manière unique une observation.

Il est possible d'observer plusieurs sursauts X dans une même observation. De même, certains sursauts X peuvent présenter plusieurs trains d'oscillations disjoints. Pour les différencier j'ajouterai un suffixe à l'ObsID correspondant (ex. *40028-01-08-00* et *40028-01-08-00b*, voir les résultats dès la Section 2.8).

Sources choisies :

Je vais maintenant généraliser cette analyse à 3 étoiles à neutrons sources de sursauts X observées par le *RXTE/PCA*. A partir de [Galloway et al. \(2008\)](#) et les références associées, j'ai sélectionné des sursauteurs X qui sont particulièrement brillants et qui présentent un maximum de trains d'oscillations dans les sursauts dont le temps de récurrence est court.

La première est 4U 1636–536 (RA=250.23°, DEC=-53.75°) dont la fréquence des oscillations est voisine de 580 Hz ([Strohmayer et al., 1998](#)). Cette source persistante a présenté de nombreux sursauts de type 1 (172 recensés jusqu'alors), mais aussi un super-sursaut "oscillateur". Entre 1996 et 2000 (en pleine activité du *PCA*), le flux du pic des sursauts de cette source est estimé en moyenne à 6.10^{-8} erg.cm⁻².s⁻¹. La distance de 4U 1636–536 serait de l'ordre de 6.5 kpc. Cela en fait une source plutôt lumineuse qui a néanmoins décliné par la suite. La fréquence de récurrence des sursauts est estimée à 0.22 sursauts.h⁻¹, soit 4.5 heures entre deux sursauts de type 1 successifs. Selon [Galloway et al. \(2008\)](#), près d'un quart d'entre eux montreraient des signaux oscillants, dont nous allons faire une étude exhaustive.

Ensuite, nous étudierons la source XTE 1814–338 (RA=273.42°, DEC=-33.77°) dont la fréquence des oscillations de sursauts est à 314 Hz ([Strohmayer et al., 2003](#)). Cette étoile est assez singulière puisqu'il s'agit d'un pulsar transitoire accrétant qui présente des oscillations dans la plupart de ses sursauts X. Elle a été découverte en outburst avec une fréquence moyenne de récurrence égale à 0.23 sursaut.h⁻¹ mais ces sursauts sont générés de façon irrégulière entre de longues périodes d'inactivité. Sa distance est estimée autour de 8 kpc et le flux de ses pics d'émission ne dépasse que rarement 10^{-8} erg.cm⁻².s⁻¹.

Finalement ⁴, j'analyserai les sursauts de 4U 1608–52 (RA=243.18°, DEC=-52.42°) dont la distance est estimée autour de 4 kpc. La fréquence de ses oscillations de sur-

4. Les sources 4U 1702–429, 4U 1728–34 et Aql X-1 répondent aussi à certains critères mais elles ne sont pas incluses dans cet échantillon.

saut est voisine de 619 Hz (Hartman *et al.*, 2003) mais sa qualité de source transitoire fait que seulement une trentaine de sursauts X ont pu être détectés par *RXTE* avec moins d'une dizaine de signaux oscillants significatifs, selon le recensement de Galloway *et al.* (2008). Son temps de récurrence est estimé à plus de 15 heures. En revanche, malgré cet échantillon limité, sa "proximité" probable en fait une des sources les plus brillantes détectées avec un flux dépassant en moyenne 10^{-7} erg.cm $^{-2}$.s $^{-1}$ au pic d'émission du sursaut.

Résultats

J'étudie à présent l'intégralité des oscillations des sursauts de type 1 de cet échantillon, auquel j'ajoute le cas du super-sursaut de 4U 1636–536 séparément dans la sous-section 2.8.2. Pour chacune des sources, je fournis les résultats issus de la recherche du signal oscillant dans les Tableaux 2.2, 2.5 et 2.6, ainsi que le niveau de confiance de la détection. J'effectue cette étude exhaustive en calculant l'écart du profil moyen à une constante⁵. Dans l'Annexe A, le catalogue des profils moyens d'oscillations calculés pour chacune de ces sources est présenté, dans les Figures A.1, A.2 et A.3.

2.8 4U 1636–536

TABLE 2.2 – Résultats de la recherche des signaux oscillants dans les données de 4U 1636–536. Au total, 66 trains d'oscillations significatifs ont été détectés dans 52 observations différentes. Dans ce tableau, on indique pour chaque ObsID, la durée du segment qui maximise la signification statistique, la fréquence moyenne la plus probable, le taux moyen de comptage et l'amplitude relative approximative des oscillations, la valeur de la statistique L d'écart à une constante et la probabilité de confiance associées à la détection du signal modulé. J'indique aussi si le train d'oscillations a été détecté dans la phase de croissance (23/66) du sursaut, de décroissance (41/66), ou s'étalant sur les deux (2/66) (Montée = R pour *rising* ; Décroissance = D pour *Decay*).

ObsID	Duration (s)	Frequency (Hz)	Mean (counts/s)	Relative amplitude	L test value	Prob. ($< L$) (%)	R/D ?
10088-01-07-02	0.326	579.89 ± 1.25	11539.58	$\sim 16.8\%$	4.388	~ 100	R
10088-01-07-02b	2.785	581.66 ± 0.16	7854.41	$\sim 9.1\%$	9.420	~ 100	RD
10088-01-08-01	4.684	581.40 ± 0.08	13272.66	$\sim 8.1\%$	14.881	~ 100	D
10088-01-08-03	4.250	579.84 ± 0.30	3266.21	$\sim 5.7\%$	3.471	99.993	D
30053-02-02-02	0.783	580.76 ± 0.75	7579.53	$\sim 18.8\%$	6.824	~ 100	R
30053-02-02-02b	1.379	580.72 ± 0.29	16159.66	$\sim 8.8\%$	6.391	~ 100	D
30053-02-01-02	3.094	580.75 ± 0.12	14880.19	$\sim 7.4\%$	8.297	~ 100	D
30053-02-02-00	1.983	580.47 ± 0.16	9735.37	$\sim 13.4\%$	15.372	~ 100	R
40028-01-02-00	0.579	580.10 ± 0.66	9534.83	$\sim 16.5\%$	5.973	~ 100	R
40028-01-04-00	2.832	581.43 ± 0.14	12418.58	$\sim 4.3\%$	4.251	~ 100	D
40028-01-06-00	3.260	580.40 ± 0.12	10741.74	$\sim 12.4\%$	26.206	~ 100	D
40028-01-08-00	0.578	580.49 ± 0.75	7284.96	$\sim 21.1\%$	8.883	~ 100	R
40028-01-08-00d	1.301	580.56 ± 0.30	14896.54	$\sim 4.6\%$	3.437	99.991	D
40030-03-04-00	1.926	580.42 ± 0.20	14900.65	$\sim 11.1\%$	15.445	~ 100	D
40031-01-01-06r	1.154	580.44 ± 0.10	1433.88	$\sim 6.9\%$	1.855	95.978	R
40031-01-01-06	2.645	581.12 ± 0.13	14451.91	$\sim 5.1\%$	5.012	~ 100	D
40028-01-10-00	0.564	580.89 ± 0.62	6243.22	$\sim 20.5\%$	6.847	~ 100	R

5. Les résultats et l'interprétation associée restent qualitativement inchangés en statistique Z_1^2 .

40028-01-15-00	4.226	580.64 \pm 0.09	14913.75	\sim 12.1%	35.761	\sim 100	D
40028-01-18-00	3.284	581.14 \pm 0.11	12618.22	\sim 8.4%	12.931	\sim 100	D
40028-01-18-00b	5.045	581.39 \pm 0.08	12590.84	\sim 7.5%	15.860	\sim 100	D
40028-01-19-00	2.793	581.25 \pm 0.15	14688.25	\sim 7.7%	11.216	\sim 100	D
40028-01-20-00	0.406	580.75 \pm 1.05	7473.62	\sim 16.6%	4.730	\sim 100	R
40028-01-20-00b	2.625	581.24 \pm 0.09	13214.29	\sim 4.1%	3.148	99.971	D
50030-02-01-00	0.406	579.90 \pm 1.11	7941.11	\sim 20.1%	6.346	\sim 100	R
50030-02-01-00b	4.429	580.78 \pm 0.07	13728.80	\sim 4.8%	5.843	\sim 100	D
50030-02-02-00	4.204	580.85 \pm 0.10	13171.80	\sim 6.5%	9.302	\sim 100	D
50030-02-04-00	5.128	581.27 \pm 0.08	14009.41	\sim 6.4%	13.712	\sim 100	D
50030-02-05-01	5.250	581.30 \pm 0.09	8272.17	\sim 6.3%	8.346	\sim 100	D
50030-02-05-00	5.740	581.60 \pm 0.06	11672.45	\sim 3.8%	5.217	\sim 100	D
50030-02-09-00	0.876	579.17 \pm 0.43	3032.58	\sim 13.1%	4.357	\sim 100	R
50030-02-10-00	5.503	581.35 \pm 0.06	14187.80	\sim 3.4%	3.887	\sim 100	D
60032-01-02-00	2.175	581.06 \pm 0.16	5324.98	\sim 15.5%	16.453	\sim 100	D
60032-01-04-04	1.873	581.43 \pm 0.14	10350.66	\sim 5.1%	3.661	\sim 100	RD
60032-01-04-04b	2.627	581.01 \pm 0.14	5268.94	\sim 4.8%	2.819	99.889	D
60032-01-06-01	5.012	581.41 \pm 0.07	12773.28	\sim 5.9%	9.768	\sim 100	D
60032-01-09-00	5.533	582.57 \pm 0.03	2338.42	\sim 4.7%	2.526	99.651	D
60032-01-12-00	0.487	582.69 \pm 0.82	4059.22	\sim 8.5%	5.196	\sim 100	R
60032-01-12-00b	1.629	581.64 \pm 0.23	12754.32	\sim 4.1%	3.698	\sim 100	D
60032-01-14-01	5.253	580.86 \pm 0.07	11620.43	\sim 5.7%	9.699	\sim 100	D
60032-01-18-02	5.926	579.32 \pm 0.03	2671.98	\sim 3.5%	2.140	98.512	D
60032-01-20-00	4.163	581.40 \pm 0.11	8461.35	\sim 6.8%	7.868	\sim 100	D
60032-01-20-01	3.159	581.12 \pm 0.19	10439.92	\sim 5.4%	5.758	\sim 100	D
60032-01-23-01	0.718	580.02 \pm 0.18	440.81	\sim 24.6%	1.604	90.953	R
60032-05-02-00	6.415	580.97 \pm 0.09	8787.96	\sim 3.7%	3.580	\sim 100	D
60032-05-03-00	1.958	580.90 \pm 0.23	6517.42	\sim 13.0%	10.649	\sim 100	R
60032-05-03-00b	1.334	580.49 \pm 0.31	6931.50	\sim 18.2%	14.522	\sim 100	R
60032-05-04-00	2.312	580.41 \pm 0.06	4612.38	\sim 4.3%	2.694	99.818	D
60032-05-05-00	2.481	581.13 \pm 0.17	4967.56	\sim 15.4%	13.588	\sim 100	R
60032-05-06-00	3.131	581.52 \pm 0.10	10033.62	\sim 7.5%	8.662	\sim 100	D
60032-05-10-00	1.073	579.33 \pm 0.37	2639.02	\sim 26.1%	9.143	\sim 100	R
60032-05-12-00	0.632	580.64 \pm 0.55	7539.10	\sim 12.8%	4.697	\sim 100	R
60032-05-12-00b	3.397	581.62 \pm 0.11	12318.35	\sim 6.0%	7.559	\sim 100	D
60032-05-13-00	0.324	583.11 \pm 2.00	5991.45	\sim 6.8%	6.881	\sim 100	R
60032-05-13-00b	6.071	581.24 \pm 0.06	10465.59	\sim 5.8%	10.089	\sim 100	D
60032-05-14-00b	1.960	580.81 \pm 0.21	13158.59	\sim 7.5%	4.855	\sim 100	D
60032-05-15-00	0.995	581.06 \pm 0.32	6546.13	\sim 7.9%	3.926	\sim 100	D
60032-05-18-00	0.501	579.63 \pm 0.84	11981.21	\sim 16.0%	7.773	\sim 100	R
60032-05-18-00b	4.533	581.26 \pm 0.09	10125.00	\sim 6.9%	10.546	\sim 100	D
91024-01-10-00	2.118	580.46 \pm 0.15	3025.09	\sim 12.2%	6.034	\sim 100	R
91024-01-42-00	3.481	580.59 \pm 0.12	5336.69	\sim 7.7%	6.205	\sim 100	D
91024-01-46-00	5.449	581.24 \pm 0.07	8228.55	\sim 3.8%	3.747	\sim 100	D
91024-01-77-00	1.535	580.53 \pm 0.26	1505.16	\sim 17.5%	4.139	\sim 100	R
91024-01-80-00	0.336	579.19 \pm 1.52	6292.35	\sim 20.5%	4.434	\sim 100	R
91024-01-80-00b	0.740	580.53 \pm 0.45	21477.86	\sim 8.1%	6.568	\sim 100	D
91024-01-83-00	0.400	582.61 \pm 1.11	6837.69	\sim 5.9%	9.212	\sim 100	R
91024-01-30-10	5.250	581.58 \pm 0.05	10147.92	\sim 3.5%	4.864	\sim 100	D

2.8.1 Distribution des paramètres

J'étudie maintenant la répartition des valeurs pour les observables étudiées dans l'échantillon de 4U 1636–536. Je précise que la totalité des signaux détectés s'élève au nombre de 66. 41 d'entre eux sont détectés dans les queues des sursauts (D , dessinés en **rouge** dans les histogrammes), 23 dans la phase de croissance (R , en **violet**) et 2 sont à cheval sur les deux phases (RD , en **bleu**), il arrive aussi que des détectations disjointes aient lieu dans les deux phases d'une même observation (voir Tableau 2.2). Le catalogue des profils moyens d'oscillations de 4U 1636–536 est présenté sur la Figure A.1 en Annexe.

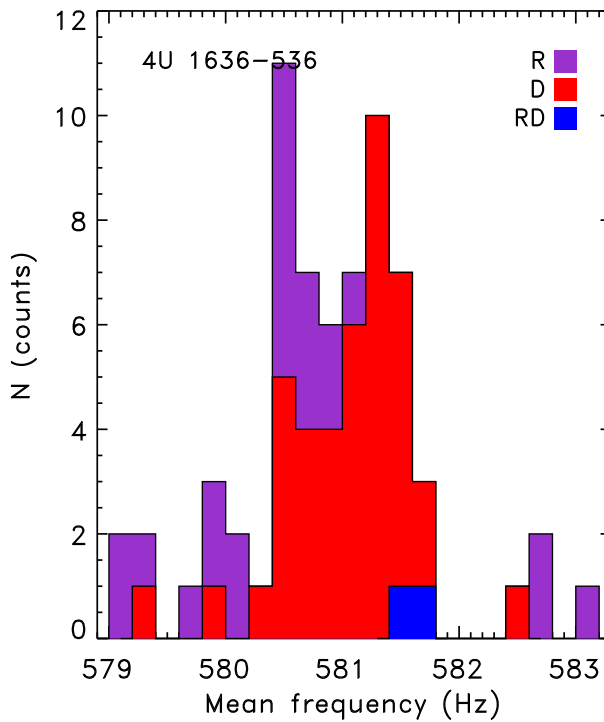


FIGURE 2.9 – Histogramme de répartition des fréquences. On distingue sur ces histogrammes les signaux localisés dans la phase de croissance (R) du sursaut, ceux de la phase de décroissance (D) et ceux qui s'étalent sur les deux phases (RD). Le test de Kolmogorov-Smirnov entre les distributions des fréquences de la phase de croissance (R) et de décroissance (D) donne une statistique égale à 0.47, soit une probabilité qu'elles soient distinctes égale à 99.8%.

Les fréquences moyennes des oscillations détectées pendant les sursauts X de type 1 de 4U 1636–536 sont distribuées autour de 581 Hz. Comme on peut le voir sur l'histogramme de la Figure 2.9, les fréquences sont un peu plus dispersées dans le cas des signaux oscillants détectés pendant la montée des sursauts. L'étude détaillée de ces signaux montre aussi que les dérives en fréquences sont moins grandes lorsqu'elles sont détectées dans les queues des sursauts car elles atteignent rapidement une fréquence asymptotique.

Sur la Figure 2.10, je représente la répartition des taux de comptage moyens et les durées optimales de détection. On distingue que les taux de comptage moyens des signaux des phases décroissantes des sursauts sont plus élevés que ceux détectés durant les phases croissantes. Or, la phase de décroissance d'un sursaut est plus longue que sa phase de croissance, donc la détection d'oscillations à un taux de comptage élevé est plus probable dans la queue que dans la montée. De plus, concernant l'échantillon des signaux détectés durant cette dernière, les oscillations tendent à

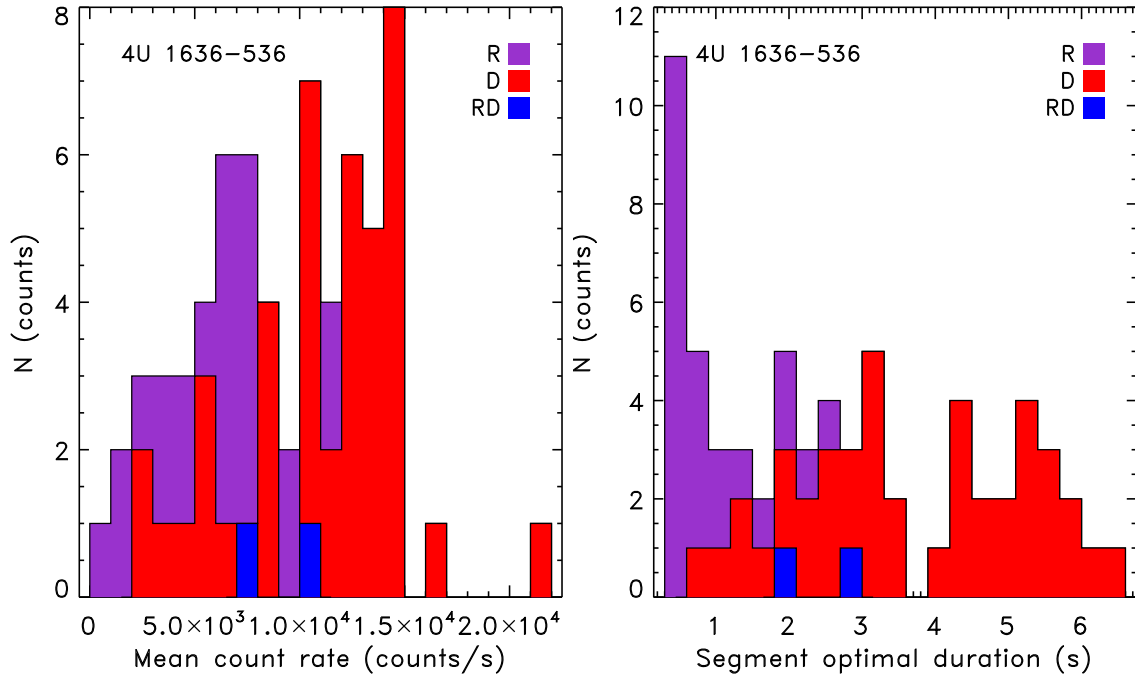


FIGURE 2.10 – Histogramme de répartition des taux de comptage moyens et des durées des oscillations. On distingue sur ces histogrammes les signaux localisés dans la phase de croissance (*R*) du sursaut, ceux de la phase de décroissance (*D*) et ceux qui s’étalent sur les deux phases (*RD*).

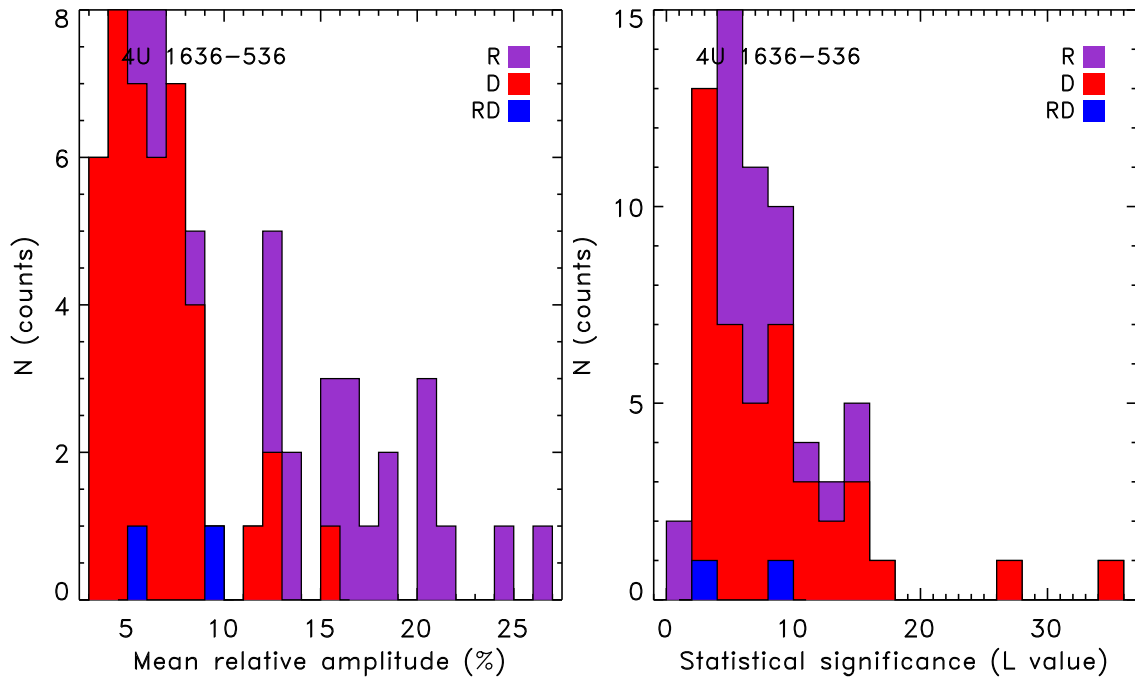


FIGURE 2.11 – Histogramme de répartition de l’amplitude relative ainsi que de la signification statistique des oscillations mesurée par la statistique *L*.

apparaître plutôt en début de montée, lorsque le taux de comptage est plus faible. Ces signaux disparaissent généralement vers le pic d'émission, il est donc probable que l'asymétrie de brillance soit plus faible à ce maximum. Ce constat suggère donc que la tache est confinée durant les instants qui suivent l'allumage du sursaut, mais doit certainement s'étendre par la suite.

La phase de montée étant très rapide, cela limite aussi la durée maximale du segment où la détection des oscillations est significative. Dans le cas de 4U 1636–536, des signaux plus longs que 6 s ont été détectés dans la phase de décroissance contre un record de 2.7 s dans la montée (voir Tableau 2.2).

Sur la Figure 2.11, je représente les distributions de l'amplitude relative et de la signification statistique des oscillations. L'amplitude relative des oscillations durant la montée est globalement plus grande que pendant la descente. Par contre, en terme de signification statistique de la détection, il ne semble pas y avoir de distinction entre les distributions des deux échantillons.

Afin de déterminer si les signaux détectés durant la phase de croissance et ceux détectés durant la phase de décroissance suivent les mêmes lois de distribution des grandeurs mesurées, j'effectue un test de Kolmogorov-Smirnov pour chacune d'elle sur les deux populations. Les résultats sont présentés dans le tableau suivant :

TABLE 2.3 – Résultats des tests de Kolmogorov-Smirnoff (D_{K-S}) entre les populations de signaux détectés dans la phase de croissance et ceux de la phase de décroissance pour différentes grandeurs mesurées. La probabilité (P_{K-S}) selon laquelle les distributions sont issues d'une même loi de distribution sont aussi calculées.

paramètre mesuré	fréquence moyenne	taux de comptage moyen	durée optimale	amplitude relative	signification statistique (L)
D_{K-S}	0.47	0.63	0.79	0.78	0.21
$P_{K-S}(\%)$	0.17	6.10^{-4}	6.10^{-7}	10^{-6}	51.15

D'après le Tableau 2.3, il semble peu probable que les distributions des fréquences soient issues d'une même loi pour les deux populations. Par contre, les deux populations d'oscillations sont clairement distinctes en terme de distribution des taux de comptage, des durées et des amplitudes relatives pour les raisons énoncées précédemment. Notamment, les oscillations dans les queues de sursauts sont plus longues avec des amplitudes de modulation plus faibles que dans les phases de montée pour lesquelles les oscillations durent moins longtemps. En revanche, en terme de signification statistique, les oscillations se valent.

2.8.2 Un cas particulier : le super-sursaut de 4U 1636–536

L'échantillon des observations de 4U 1636–536 inclut le super-sursaut datant du 22/02/2001. Les iso-contours de signification statistique⁶ superposés à la courbe de lumière de ce super-sursaut (voir Figure 2.12) font apparaitre deux trains d'oscillations de longue durée disjoints, séparés par un intervalle de non détection de plus 200 s.

6. Les trois tests (P_j , χ_{max}^2 et Z_1^2) donnent des contours de détection très similaires pour les deux trains d'oscillations détectés.

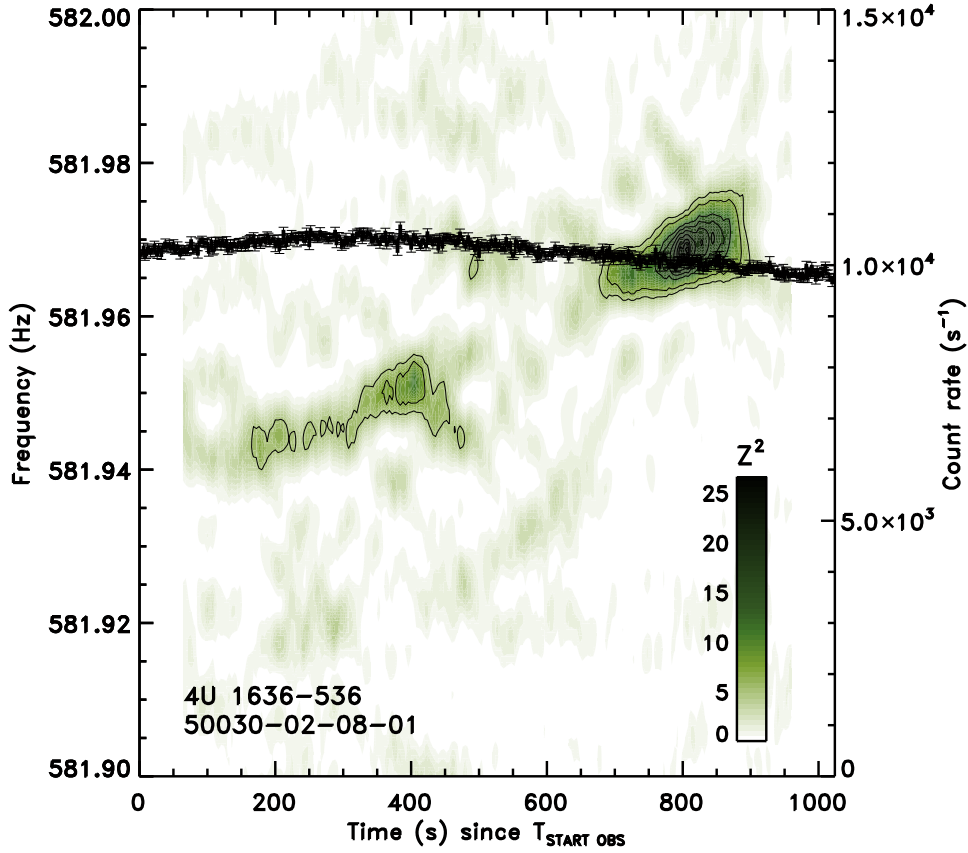


FIGURE 2.12 – Représentation des iso-contours du test de signification statistique (Z_1^2) pour l’étude de la courbe de lumière du super-sursaut de 4U 1636–536. J’ai utilisé une fenêtre glissante d’une durée de 128 s et un pas de 4 s. On observe deux trains d’oscillations disjoints significatifs et une dérive fréquentielle totale de ~ 0.025 Hz ($< 0.005\%$) autour de 591.96 Hz.

La dérive en fréquence des oscillations est très faible ($< 0.005\%$ de la fréquence moyenne). [Strohmayer et Markwardt \(2002\)](#) ont montré que cette croissance est compatible avec une modulation par le mouvement orbital de l’étoile à neutrons durant cet intervalle. En effet, 4U 1636–536 et l’étoile compagnon V801 Ara constituent une LMXB dont la période de révolution orbitale est de l’ordre de 3.8 h, or la durée du signal oscillant représente plus d’1% de cette période de révolution, qui est un temps suffisant pour déceler ces effets de longue durée (une dérive de plus de 20 mHz).

Le Tableau 2.4 présente les résultats de la recherche des segments significatifs dans les deux portions séparément. Je trace les profils moyens d’oscillations correspondant sur la Figure 2.13 en tenant compte de la dérive en fréquence.

TABLE 2.4 – Caractéristiques des segments qui maximisent la détection des oscillations du super-sursaut de 4U 1636–536. J’effectue cette recherche en étudiant isolément les deux trains d’oscillations présents dans l’ObsID 50030-02-08-01 à l’aide de la statistique Z_1^2 .

Signal	Temps de début (s <i>MET</i>)	Durée (s)	Fréquence (Hz)	$Z_{1,max}^2$	Proba.
Train 1	225479025.231	275.101	581.948 ± 0.004	8.17	0.98
Train 2	225479593.949	149.259	581.970 ± 0.003	25.41	~ 1

A priori, le segment qui maximise le signal oscillant dans 50030-02-08-01 pourrait s'étendre sur les deux trains, ou alors être confiné sur un train ou sur l'autre. On recherche alors le signal le plus significatif sur l'ensemble de la courbe de lumière en testant des durées allant de 64 s à 1024 s par pas de 8 s. De même, on teste toutes ces durées toutes les 8 secondes sur la courbe de lumière. Les critères de détection (qui sont inchangés par rapport à l'analyse des sursauts "normaux") donnent pour résultat que les oscillations significatives à prendre en compte pour construire les profils d'oscillations se concentrent uniquement sur le second train dans un segment de durée totale ~ 149 s (voir Tableau 2.4). La configuration optimale ne tient donc pas compte du premier train d'oscillations présent. Cela fait une différence avec l'étude de [Strohmayer et Markwardt \(2002\)](#) qui avaient considéré une continuité entre les deux signaux pour n'en former qu'un seul long de près de 800 s, incluant l'intervalle de 200 s où il y a absence totale de signal.

D'un point de vue théorique, la discontinuité entre les deux détections marque peut-être la disparition totale de l'asymétrie, qui est la source des oscillations. Or il n'y a pas de raison que les paramètres d'allumage, ni même la latitude ou la température de la tache chaude allumée (si ce modèle est validé) soient identiques. Or, tous ces paramètres affectent la forme des oscillations (voir Chapitre 3), il n'est donc pas possible de procéder à l'empilement des phases entre les deux trains.

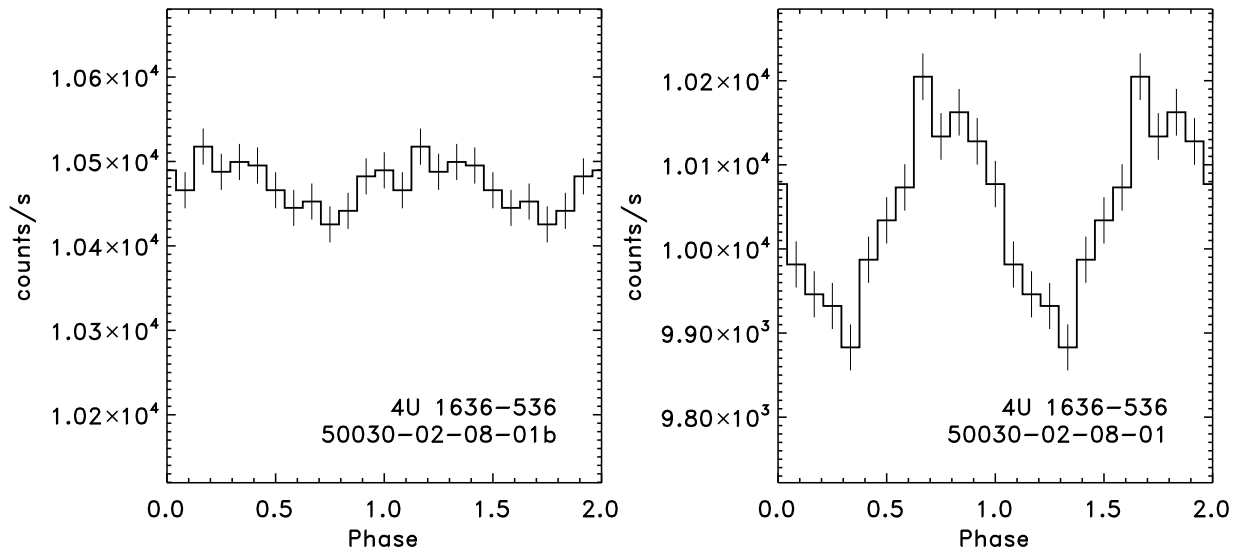


FIGURE 2.13 – On compare les profils moyens d'oscillations des trains 1 et 2 respectivement calculés en tenant compte de la dérive en fréquence. L'échelle verticale varie de la même façon pour les deux graphes donc on constate assez clairement que la modulation du premier signal est plus faible que le second. Pour le premier train, l'amplitude relative des oscillations de l'ordre de 0.4 % alors que pour le second, elle est égale à 1.6%.

Avec des taux de comptage moyens similaires (supérieurs à 10^4 coups/s), les oscillations sont moins amples dans le cas du premier train (autour de 0.4% de modulation). Il est à noter tout de même que l'amplitude relative du second train atteint à peine 1.6% du flux moyen, l'asymétrie est donc très faible dans le cas de ce sursaut.

2.9 XTE 1814–338

TABLE 2.5 – Résultats de la recherche des trains d’oscillations dans les données de XTE 1814–338. Au total, 29 trains d’oscillations très significatifs ont été détectés dans les sursauts de type 1. Dans ce tableau, on indique pour chaque ObsID, la durée du segment qui maximise la signification statistique, la fréquence moyenne la plus probable, le taux moyen de comptage et l’amplitude relative approximative des oscillations, la valeur de la statistique L d’écart à une constante et la probabilité de confiance associées à la détection du signal modulé. La quasi-totalité des signaux sont localisés dans des segments temporels contigus qui s’étalent sur la phase de croissance et de décroissance des sursauts (indiqué *RD*). Seule la dernière ObsID présente une interruption, et donc deux trains distincts.

ObsID	Duration (s)	Frequency (Hz)	Mean (counts/s)	Relative amplitude	L test value	Prob. ($< L$) (%)	R/D ?
80138-04-02-00	14.461	$314.33^{\pm 0.03}$	1318.43	$\sim 12.3\%$	12.674	~ 100	RD
80138-04-03-00	14.893	$314.32^{\pm 0.03}$	2205.48	$\sim 14.7\%$	35.721	~ 100	D
80145-02-01-00	26.465	$314.41^{\pm 0.02}$	1971.37	$\sim 13.2\%$	42.724	~ 100	RD
80418-01-01-01	15.573	$314.34^{\pm 0.03}$	3549.53	$\sim 13.0\%$	45.507	~ 100	RD
80418-01-01-03	71.110	$314.33^{\pm 0.01}$	1106.97	$\sim 14.0\%$	69.830	~ 100	RD
80418-01-01-05	14.944	$314.33^{\pm 0.03}$	954.34	$\sim 12.1\%$	11.759	~ 100	RD
80418-01-01-08	67.747	$314.35^{\pm 0.01}$	1416.19	$\sim 15.2\%$	104.666	~ 100	RD
80418-01-01-09	21.090	$314.36^{\pm 0.02}$	990.75	$\sim 15.1\%$	23.975	~ 100	RD
80418-01-02-01	23.274	$314.42^{\pm 0.02}$	1299.88	$\sim 12.0\%$	24.149	~ 100	RD
80418-01-02-00	25.932	$314.38^{\pm 0.02}$	2167.39	$\sim 15.5\%$	60.092	~ 100	RD
80418-01-02-03	68.876	$314.32^{\pm 0.01}$	1384.73	$\sim 14.7\%$	95.273	~ 100	RD
80418-01-02-06	66.240	$314.33^{\pm 0.01}$	1446.91	$\sim 14.8\%$	97.766	~ 100	RD
80418-01-02-07	74.141	$314.36^{\pm 0.01}$	1027.73	$\sim 16.1\%$	96.190	~ 100	RD
80418-01-02-07b	13.374	$314.40^{\pm 0.03}$	845.23	$\sim 14.9\%$	12.585	~ 100	RD
80418-01-02-09	73.009	$314.40^{\pm 0.01}$	1415.22	$\sim 15.1\%$	111.668	~ 100	RD
80418-01-02-04	23.971	$314.37^{\pm 0.02}$	1746.08	$\sim 15.2\%$	47.012	~ 100	RD
80418-01-02-05	56.007	$314.36^{\pm 0.01}$	1280.70	$\sim 14.8\%$	79.553	~ 100	RD
80418-01-03-12	46.959	$314.32^{\pm 0.01}$	1881.90	$\sim 15.0\%$	85.968	~ 100	RD
80418-01-03-00	19.920	$314.41^{\pm 0.02}$	825.84	$\sim 16.2\%$	21.907	~ 100	RD
80418-01-03-02	50.090	$314.37^{\pm 0.01}$	1358.91	$\sim 14.1\%$	61.033	~ 100	RD
80418-01-03-06	23.368	$314.37^{\pm 0.02}$	1883.41	$\sim 14.9\%$	48.571	~ 100	RD
80418-01-03-07	75.968	$314.31^{\pm 0.01}$	1376.60	$\sim 15.1\%$	111.509	~ 100	RD
80418-01-04-00	45.215	$314.37^{\pm 0.01}$	1791.07	$\sim 14.9\%$	86.560	~ 100	RD
80418-01-04-00b	43.702	$314.35^{\pm 0.01}$	1379.60	$\sim 15.6\%$	67.881	~ 100	RD
80418-01-04-01	52.897	$314.34^{\pm 0.01}$	1290.52	$\sim 14.7\%$	68.284	~ 100	RD
80418-01-05-03	75.781	$314.39^{\pm 0.01}$	1423.65	$\sim 15.1\%$	113.124	~ 100	RD
80418-01-05-08	44.890	$314.29^{\pm 0.01}$	1387.67	$\sim 14.1\%$	59.375	~ 100	RD
80418-01-06-07	3.495	$314.27^{\pm 0.13}$	4157.13	$\sim 10.4\%$	8.236	~ 100	R
80418-01-06-07b	6.177	$314.37^{\pm 0.06}$	2584.34	$\sim 8.4\%$	5.484	~ 100	D

Au total, 29 trains d’oscillations significatifs de XTE 1814–338 ont été détectés. Les résultats du Tableau 2.5 montrent que les trains oscillants sont systématiquement très longs (les durées sont uniformément distribuées entre 5 s et 113 s). Les sursauts (dits *intermédiaires*) dans leur intégralité s’étendent eux-mêmes sur des durées comprises entre 100 et 200 secondes.

Sur la Figure 2.14, je trace les cartes des contours de signification statistique pour deux exemples représentatifs d’observations analysées dans l’échantillon. Les signaux de XTE 1814–338 ne montrent aucune dérive en fréquence, la fréquence est

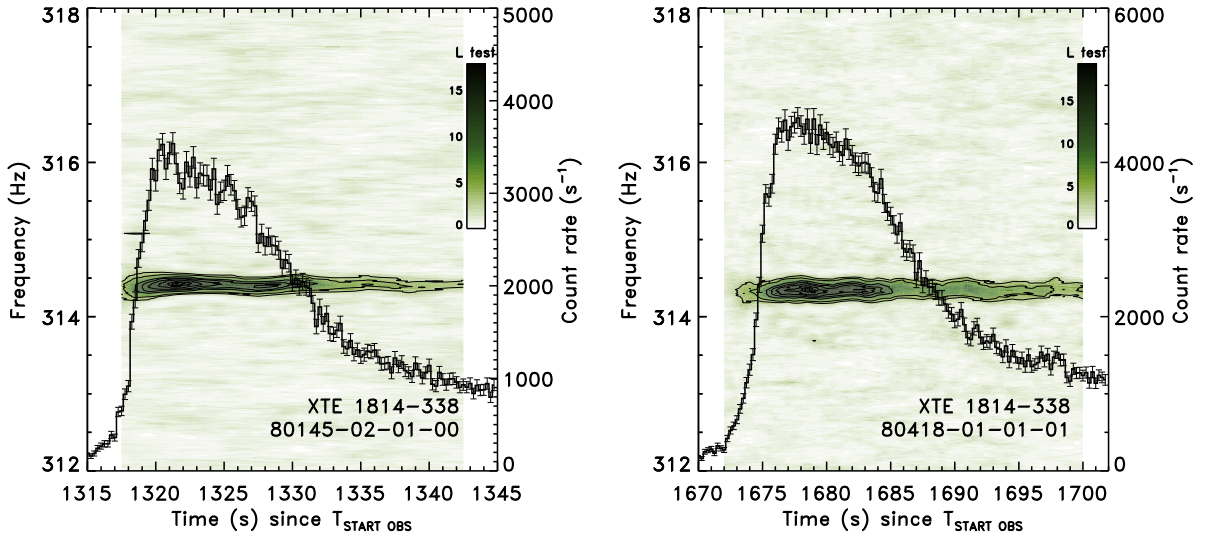


FIGURE 2.14 – Représentation des contours de signification statistique calculés pour les courbes de lumière de deux sursauts X de la source XTE 1814–338, à titre d'exemple. Ces contours montrent que les oscillations sont extrêmement cohérentes sur de très longues durées, les trains commencent dès la croissance du flux et se prolongent tout au long du sursaut.

stable autour de 314 Hz sur toute la durée du signal. La plupart des trains d'oscillations s'étalent sur les phases de croissance et de décroissance du sursaut, sans disparition au niveau du pic d'émission (voir Tableau 2.5). Seul l'Obsid 80418-01-06-07 a été scindé en deux trains distincts à cause d'une absence de détection au niveau du pic du sursaut.

Sur la Figure 2.15, un histogramme montre la distribution des fréquences probables. En moyenne, elles sont très resserrées autour d'une valeur proche de ~ 314.55 Hz. L'histogramme suivant montre que la distribution de l'amplitude relative des os-

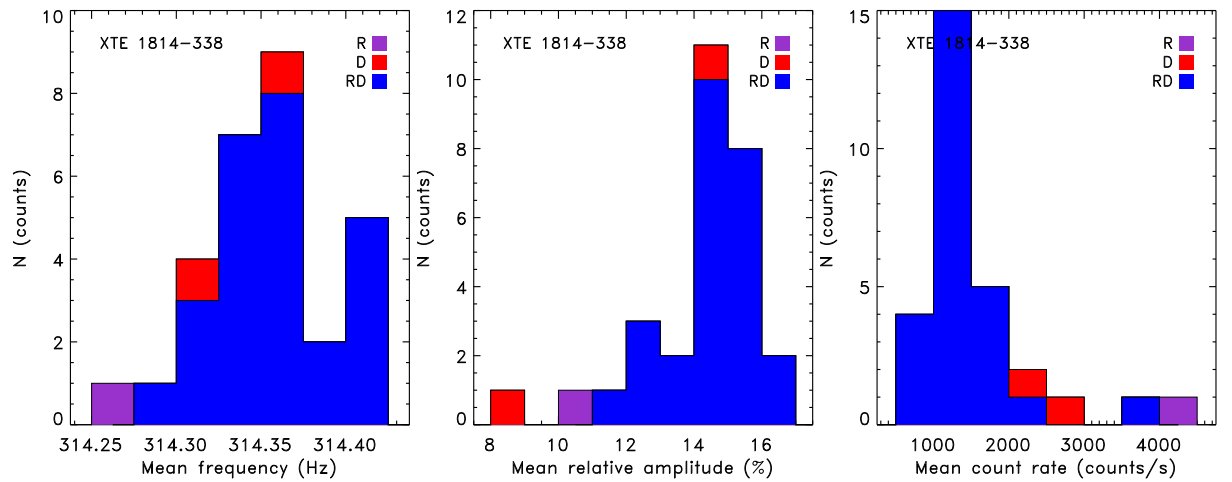


FIGURE 2.15 – Histogramme de répartition des fréquences, de l'amplitude relative et des taux de comptage moyens des oscillations détectées dans les sursauts de XTE 1814–338. On distingue les signaux localisés dans la phase de croissance (R) du sursaut, ceux de la phase de décroissance (D) et ceux qui s'étalent sur les deux phases (RD).

cillations est centrée sur $\sim 15\%$. En revanche, le taux de comptage moyen est assez faible, dépassant difficilement les 2000 coups/s. Néanmoins, le Tableau 2.5 montre que les valeurs de la statistique L d'écart à une constante sont toujours très élevées. En conséquence, les profils d'oscillations calculés dans ces segments sont très significatifs, et sont présentés sur la Figure A.2 en Annexe.

La grande cohérence des signaux de XTE 1814–336 laisse supposer que l'asymétrie de brillance ne varie que très peu durant le sursaut. Par exemple, si l'on s'appuie sur le modèle de tache chaude en rotation, alors celle-ci doit être certainement très confinée et statique tout au long du sursaut. Or, il faut rappeler que XTE 1814–338 est un pulsar transitoire qui présente aussi des pulsations périodiques dans son flux persistant, or on sait que celles-ci sont générées car le flux d'accrétion est canalisé vers les pôles par le champ magnétique (Brown et Bildsten, 1998; Litwin *et al.*, 2001). Cela nous emmène à évoquer naturellement le rôle de confinement de celui-ci, une fois que l'emballement thermonucléaire a débuté (voir Spitkovsky *et al.*, 2002; Ca-vecchi *et al.*, 2011).

2.10 4U 1608–52

9 signaux significatifs ont été détectés durant 7 observations de sursauts X de 4U 1608–52, dont 6 dans la phase de décroissance. Les profils moyens d'oscillations sont présentés sur la Figure A.3 (Annexe).

Aucune dérive des fréquences n'est constatée mais la distribution des fréquences sur la Figure 2.16 montre que celles-ci sont dispersées entre 618 Hz et 620 Hz. Les fréquences des signaux détectés avant le pic d'émission du sursaut sont visiblement plus faibles que les fréquences des signaux de la phase de décroissance. Cependant, les trois signaux détectés dans la phase de montée du sursaut présentent la particularité de débuter parfois une seconde avant l'enclenchement de la croissance du flux, donc dans l'émission persistante. Il est pour l'instant difficile d'en expliquer les causes.

Par ailleurs, le Tableau 2.6 montre que la modulation des signaux est assez faible (deux trains dépassent 8% du flux d'émission moyen), les signaux détectés dans la queue sont toujours plus longs (jusqu'à

~ 5 s) que ceux de la montée (~ 2 s). Les taux de comptage moyens sont finalement comparables à la source 4U 1636–536. En revanche, on constate que la qualité statistique des trains d'oscillations est tout de même moins bonne que pour les deux autres étoiles étudiées. 4U 1608–52 est une source transitoire et la rareté des détections d'oscillations ne permet pas d'effectuer une analyse statistique de groupe, pour tenter d'estimer par exemple la fréquence asymptotique des oscillations.

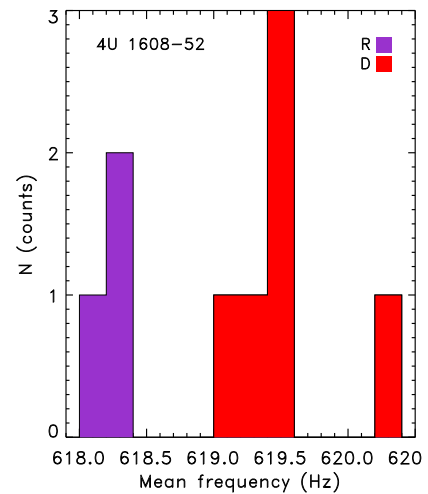


FIGURE 2.16 – Histogramme de répartition des fréquences. On distingue sur ces histogrammes les signaux localisés dans la phase de croissance (R) du sursaut et ceux de la phase de décroissance (D)

ObsID	Duration (s)	Frequency (Hz)	Mean (counts/s)	Relative amplitude	L test value	Prob. ($< L$) (%)	R/D ?
30062-01-01-00	4.361	$619.51^{\pm 0.07}$	15283.07	$\sim 3.8\%$	6.291	~ 100	D
30062-01-02-05b	2.580	$620.33^{\pm 0.04}$	12752.94	$\sim 2.8\%$	2.341	99.292	D
50052-01-04-00	2.312	$618.01^{\pm 0.17}$	7166.64	$\sim 3.2\%$	1.443	85.409	R
70059-01-20-00	1.438	$618.29^{\pm 0.16}$	1639.55	$\sim 8.7\%$	2.470	99.564	R
70059-01-20-00b	3.568	$619.21^{\pm 0.09}$	10792.61	$\sim 3.9\%$	4.152	~ 100	D
70059-01-21-00b	4.334	$619.53^{\pm 0.02}$	8944.62	$\sim 2.6\%$	3.927	~ 100	D
70059-03-01-00b	4.837	$619.02^{\pm 0.10}$	15894.36	$\sim 8.5\%$	20.465	~ 100	D
70058-01-39-00	2.252	$618.24^{\pm 0.02}$	14375.75	$\sim 1.7\%$	5.389	~ 100	R
70058-01-39-00b	3.757	$619.51^{\pm 0.09}$	3266.24	$\sim 4.8\%$	2.565	99.699	D

TABLE 2.6 – Résultats de la recherche des signaux oscillants dans les données de 4U 1608–52. Au total, 9 trains d’oscillations (plus ou moins) significatifs ont été détectés dans 7 observations différentes de sursauts de type 1. Dans ce tableau, on indique pour chaque ObsID, la durée du segment qui maximise la signification statistique, la fréquence moyenne la plus probable, le taux moyen de comptage et l’amplitude relative approximative des oscillations, la valeur de la statistique L d’écart à une constante et la probabilité de confiance associées à la détection du signal modulé. J’indique aussi si le train d’oscillations a été détecté dans la phase de croissance (3/9) ou celle de décroissance (6/9) du sursaut (Montée = R pour *rising* ; Décroissance = D pour *Decay*).

2.11 Discussion

La détection des oscillations lors des sursauts X a mis en évidence des dérives en fréquence dont l’origine est discutée. Il est possible que la tache, plus brillante que le reste de l’étoile se déplace (en partie) dans une direction opposée à la rotation. Dans ce cas, la fréquence des oscillations apparente est légèrement inférieure à la fréquence de rotation. Dans le sens inverse, le raisonnement est le même. [Spitkovsky et al. \(2002\)](#) invoquent des instabilités hydrodynamiques en expliquant que le choc et l’inertie de la matière accrétée sur la surface, combinés à la force de Coriolis seraient responsables de la formation de vortex entre l’équateur et les pôles. Les mouvements de ces flots de matière dans le référentiel propre de l’étoile créent donc cette dérive apparente. Pour [Heyl \(2004\)](#), la propagation d’ondes de surface dans l’océan des étoiles à neutrons est responsable de la dérive fréquentielle. Selon son modèle, le sursaut provoque l’excitation de modes d’oscillations globaux dont la vitesse de propagation est très sensible à la densité du milieu, à sa composition et sa température. Cette vitesse qui varie pendant le sursaut déplace donc les couches supérieures de l’étoile.

Un catalogue de 105 trains d’oscillations a donc été établi. Pour chacune des 3 sources analysées, les fréquences des oscillations sont distribuées autour d’une valeur centrale, qui correspondrait à la fréquence de rotation de l’étoile. L’analyse groupée des trains d’oscillations de 4U 1636–536 a montré que les oscillations détectées durant la phase de montée ou de décroissance d’un sursaut appartiennent à deux populations distinctes en terme de distribution des durées, des taux de comptage, des amplitudes relatives et probablement des fréquences.

L’amplitude relative des oscillations de 4U 1636–536 (entre 5% et 20%) détermine le nombre de photons concernés par la modulation, et caractérise donc l’asymétrie de brillance à la surface de l’étoile à neutrons. On comprend aussi que dans un modèle de tache chaude en rotation, la taille et la position de la tache sur la surface vont influencer sur ces grandeurs. Pour une même source, les formes des profils calculés dans

l'échantillon sont variables (voir Annexe A), il est probable qu'un grand nombre de paramètres les affectent, en plus de la masse et du rayon de l'étoile, telle que la géométrie du système. Dans le chapitre 3 suivant, j'étudie donc les effets de tous les paramètres qui entrent en jeu, dans le cadre d'une émission modulée à la fréquence de rotation.

Le pulsar accrétant *et* sursauteur XTE 1814–338, a montré de très longs trains d'oscillations d'excellente qualité statistique, sans aucune dérive en fréquence. Par contre, 4U 1608–52 a présenté des oscillations peu amples et moins significatives. 4U 1636–536 et XTE 1814–336 apparaissent donc comme étant les meilleures candidates dans la perspective d'un ajustement de modèle d'oscillations de sursaut (voir Chapitre 4).

Chapitre 3

MODÉLISATION DES PROFILS D'OSCILLATIONS

Sommaire

3.1	THÉORIE/FORMALISME	57
3.1.1	Cadre du modèle	57
3.1.2	Emission de la surface	58
3.1.3	Géométrie	58
3.1.4	Courbure de la lumière	60
3.1.5	Effets Doppler	62
3.1.6	Flux observé	63
3.1.7	Effet Shapiro	64
3.2	PROPRIÉTÉS DES PROFILS D'OSCILLATIONS	64
3.2.1	Simulations	64
3.2.2	Courbes de lumière	65
3.2.3	Atmosphère de diffusion électronique	67
3.2.4	Effet supplémentaire : déformation ellipsoïdale de l'étoile	68
3.3	INFLUENCE DES PARAMÈTRES LIBRES DU MODÈLE	70
3.3.1	Paramètres de l'étoile : masse, rayon et fréquence	71
3.3.2	Géométrie : inclinaison et colatitude	73
3.3.3	Taille de la tache	75
3.4	ETUDE ÉNERGÉTIQUE	76
3.4.1	Dépendance énergétique des retards de phase	76
3.4.2	Impossibilité de générer des <i>hard lags</i> ?	78
3.5	RÉSUMÉ	79

Les profils d'oscillations des sursauts X sont grandement affectés par les effets relativistes. On peut les décrire en calculant les trajectoires des photons dans le champ gravitationnel de l'objet compact, depuis la surface émettrice jusqu'à l'observateur. Il s'agit donc ici d'établir un modèle qui tienne compte de tous les effets présents et de la géométrie supposée du sursaut, en faisant l'hypothèse que l'oscillation est générée par une tache chaude à la surface d'une étoile à neutrons en rotation. J'ai développé un code de simulation pour suivre la trace des rayons lumineux (*ray-tracing*), calculer la taille de la surface apparente et ainsi le flux reçu en fonction des paramètres de l'étoile. Dans ce chapitre, je m'intéresse aussi à la nature du spectre d'émission d'un sursaut X, aux conséquences de la rotation très rapide de ces astres et à la dépendance en énergie des profils d'oscillations.

3.1 Théorie/Formalisme

3.1.1 Cadre du modèle

Depuis l'introduction du formalisme de [Weinberg \(1972\)](#), l'étude de la propagation des photons dans un champ gravitationnel fort a trouvé de nombreuses applications. [Misner et al. \(1973\)](#) introduisirent les équations de la gravitation pour calculer les courbes de lumière d'une étoile à neutrons en rotation rapide. Par la suite, les études sur les paramètres qui affectent les oscillations ont pu être menées ([Miller et Lamb, 1998](#); [Weinberg et al., 2001](#); [Lamb et al., 2009](#); [Lo et al., 2013](#)). Des confrontations aux données des observations ont été réalisées ([Bhattacharyya et al., 2005](#); [Poutanen et Gierliński, 2003](#); [Leahy et al., 2008](#); [Morsink et Leahy, 2011](#)) ainsi que les modèles affinés ([Cadeau et al., 2007](#); [Bauböck et al., 2012](#)).

Je considère une étoile à symétrie sphérique (puis ellipsoïdale) et je fais l'hypothèse que l'espace-temps autour de l'étoile est bien décrit par une métrique de Schwarzschild (voir [Braje et al., 2000](#)) qui est une solution des équations d'Einstein habituellement utilisée lorsque la géométrie de l'espace-temps est déformée par le champ gravitationnel d'une masse sphérique, statique (sans rotation) et non chargée entourée de vide (par exemple [Gourgoulhon, 2010](#)). Les étoiles en binaires X étudiées ont des fréquences de rotation comprises dans la gamme 200-600 Hz, une particule située à l'équateur d'une étoile a donc une vitesse proche de $\sim 0.1 c$. Les équations qui vont suivre prennent en compte les effets de la relativité restreinte que sont le *boost* Doppler et l'aberration relativiste ainsi que les effets de la relativité générale tels que le décalage gravitationnel vers le rouge (*redshift*), la courbure de la lumière dans la géométrie de Schwarzschild et l'effet Shapiro donnant le délai d'arrivée des photons se propageant dans l'espace-temps affecté par la présence de matière.

Les équations du flux dans ce cadre relativiste sont essentiellement adaptées de [Poutanen et Gierliński \(2003\)](#) et de [Rybicki et Lightman \(1979\)](#) pour le transfert radiatif. Une approximation simple pour la courbure de la lumière fut introduite par [Beloborodov \(2002\)](#), la forme du spectre et d'autres résultats analytiques sont décrits dans [Poutanen et Beloborodov \(2006\)](#). J'étudierai aussi les étoiles déformées par la force centrifuge à l'aide des approximations présentées par [Morsink et al. \(2007\)](#).

3.1.2 Emission de la surface

Corps noir

Le choix d'un corps noir s'ajuste bien avec l'émission de la surface lors d'un sursaut X dans la gamme d'énergie 2-23 keV. Pour rappel, l'émission d'un corps noir de température de surface T est décrite par l'intensité spécifique suivante :

$$B_E(T) = C \frac{E^3}{\exp(E/T) - 1} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ keV}^{-1} \text{ str}^{-1}, \quad (3.1)$$

où $C = 5.04 \cdot 10^{22}$, E et T étant en keV.

Distribution angulaire du rayonnement à travers une atmosphère de diffusion électronique

En réalité, la distribution angulaire est affectée par l'atmosphère diffusante de l'étoile à neutrons (Madej, 1991). On fait l'hypothèse que le spectre est toujours donné par une fonction planckienne, mais que la distribution angulaire est produite dans une couche semi-infinie ($\tau \rightarrow \infty$) dominée par la diffusion électronique :

$$\text{on a donc } I_E(\mu) = B_E(T) \frac{H(\mu)}{2\alpha_1}, \quad (3.2)$$

où $\mu = \cos \alpha'$ est le cosinus de l'angle par rapport à la normale, et $\alpha_1 = \int_0^1 H(\mu) \mu d\mu$ est le premier moment de la fonction de Hopf H , qui est une solution de l'équation intégrale Ambartsumian-Chandrasekhar (voir Chandrasekhar, 1960; Sobolev, 1963) définie par :

$$H(\mu) = 1 + \mu H(\mu) \int_0^1 \frac{\Psi(\eta)}{\mu + \eta} H(\eta) d\eta. \quad (3.3)$$

Ici $\Psi(\mu)$ est la fonction caractéristique qui dépend de la loi de diffusion. Pour une diffusion de Rayleigh (Thomson) on a $\Psi(\mu) = \frac{3}{16}(3 - \mu^2)$. La façon la plus aisée pour trouver $H(\mu)$ est de prendre ses valeurs du Tableau XIII de Chandrasekhar (1960), avec $\alpha_1 = 1.194$ (Tableau XIV) et d'interpoler à la valeur de μ requise. Sinon, il est possible de résoudre l'équation intégrale sur une grille plus dense de μ par itérations du type :

$$\frac{1}{H_{n+1}(\mu)} = \left[1 - 2 \int_0^1 \Psi(\eta) d\eta \right]^{1/2} + \int_0^1 \frac{\eta \Psi(\eta)}{\mu + \eta} H_n(\eta) d\eta. \quad (3.4)$$

3.1.3 Géométrie

On considère une petite tache à la surface de l'étoile à neutrons à une colatitude θ . On suppose que l'étoile est en rotation avec une fréquence $\nu = P^{-1}$. La vitesse de la tache (rapportée à la vitesse de la lumière c) est donc

$$\beta = \frac{v}{c} = \frac{2\pi R}{c} \frac{\nu}{\sqrt{1-u}} \sin \theta = \beta_{eq} \sin \theta, \quad (3.5)$$

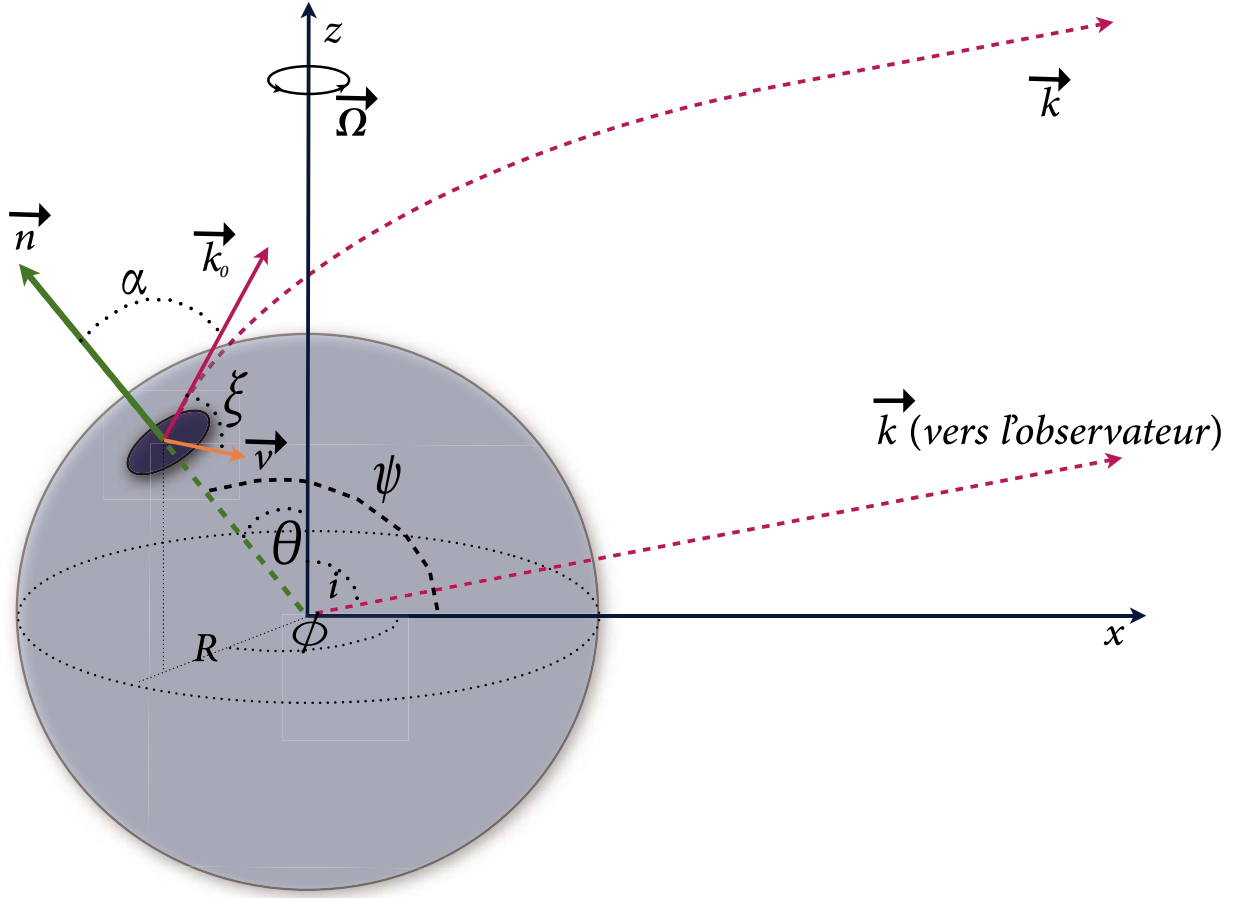


FIGURE 3.1 – Illustration de la géométrie et de l'ensemble des coordonnées utilisées dans cette section.

où β_{eq} est la vitesse de rotation à l'équateur, $u \equiv r_S/R$, $r_S = 2GM/c^2$ est le rayon de Schwarzschild, M et R sont la masse et le rayon de l'étoile. La fréquence de rotation a été corrigée du *redshift* $1/\sqrt{1-u} = 1+z$. Le facteur de Lorentz correspondant est $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$. La surface de la petite tache dans le repère en corotation est nommée dS' , et sa position instantanée dans le repère fixe du laboratoire est décrite par le vecteur unité :

$$\mathbf{n} = (\sin \theta \cos \phi, \sin \theta \sin \phi, \cos \theta), \quad (3.6)$$

qui pointe en direction du centre de la tache à partir du centre de l'étoile (voir Figure 3.1). La phase rotationnelle de l'étoile est donnée par la coordonnée $\phi = 2\pi\nu t$.

Dans les simulations qui suivront, je considère que la pulsation générée commence lorsque le centre de la tache est dans le plan défini par l'axe de rotation et la direction de l'observateur (c'est-à-dire quand la tache croise le plan défini par \mathbf{k} et \mathbf{z}). Le zéro de la coordonnée temps de l'observateur est défini par l'arrivée d'un photon venant du point de la surface de l'étoile qui est directement sous l'observateur. Le vecteur unitaire le long de la ligne de visée est noté par :

$$\mathbf{k} = (\sin i, 0, \cos i), \quad (3.7)$$

où i est l'angle d'inclinaison entre l'axe de rotation et la ligne de visée. Ainsi, on a :

$$\cos \psi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{n} = \cos i \cos \theta + \sin i \sin \theta \cos \phi, \quad (3.8)$$

où l'angle ψ mesure l'inclinaison apparente de la tache par rapport à la ligne de visée, qui est différente de l'inclinaison réelle à cause des effets de courbure des rayons lumineux. Le vecteur \mathbf{k}_0 est la direction initiale du photon émis sous un angle α par rapport à la surface tel que

$$\cos \alpha = \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{n}. \quad (3.9)$$

Au fur et à mesure qu'un photon se propage jusqu'à l'observateur, sa direction évolue du vecteur \mathbf{k}_0 (à proximité de la surface stellaire) vers \mathbf{k} à l'infini, tout comme $\cos \alpha = \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{n}$ évolue vers $\cos \psi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{n}$. La relation entre \mathbf{k}_0 et \mathbf{k} est écrite comme :

$$\mathbf{k}_0 = [\sin \alpha \mathbf{k} + \sin (\psi - \alpha) \mathbf{n}] / \sin \psi. \quad (3.10)$$

Il est donc possible d'introduire à n'importe quel temps un repère instantané non tournant, lié à l'étoile, formé par les coordonnées x', y', z' . L'axe y' pointe selon la direction du mouvement de la tache, l'axe x' formera le méridien vers l'équateur et l'axe z' forme la normale à la tache. Dans ce repère statique, on peut écrire

$$\mathbf{k}_0 = \left(\frac{\sin \alpha}{\sin \psi} (\sin i \cos \theta \cos \phi - \cos i \sin \theta), \cos \xi, \cos \alpha \right), \quad (3.11)$$

où ξ est l'angle entre la vitesse de la tache et \mathbf{k}_0 :

$$\cos \xi = \frac{\beta}{\beta} \cdot \mathbf{k}_0 = \frac{\sin \alpha \beta}{\sin \psi \beta} \cdot \mathbf{k} = -\frac{\sin \alpha}{\sin \psi} \sin i \sin \phi. \quad (3.12)$$

3.1.4 Courbure de la lumière

Considérons donc une particule test se déplaçant dans la géométrie de Schwarzschild¹ dont la trajectoire est décrite par les coordonnées $x^k = (ct, r, \theta, \psi)$, désignant respectivement le temps ($ct \in \mathbb{R}$), la distance radiale ($r \in \mathbb{R}^+$), la colatitute ($\theta \in [0, \pi]$) et la longitude ($\psi \in [0, 2\pi]$) (Weinberg, 1972). La courbure de l'espace-temps induite par la masse de l'étoile à neutrons dévie la trajectoire des photons alors qu'ils se déplacent vers l'observateur. La métrique de Schwarzschild est définie par (Price, 1982) :

$$ds^2 = - \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right) c^2 dt^2 + \left(1 - \frac{2GM}{c^2 r} \right)^{-1} dr^2 + r^2 (d\theta^2 + \sin^2 \theta d\psi^2) \quad (3.13)$$

1. Ce qui est évidemment discutable puisqu'elle ne tient pas compte du *frame-dragging* qui correspond à "l'entraînement" que subit l'espace-temps à cause de la rotation rapide, à l'extérieur de l'étoile. La métrique de Kerr corrige ces effets. Or, les calculs exacts des courbes de lumière de Braje *et al.* (2000) et Cadeau *et al.* (2007) ont montré que les améliorations étaient négligeables car les corrections sont souvent bien inférieures aux incertitudes de mesure des profils fournis par les données du *RXTE/PCA*.

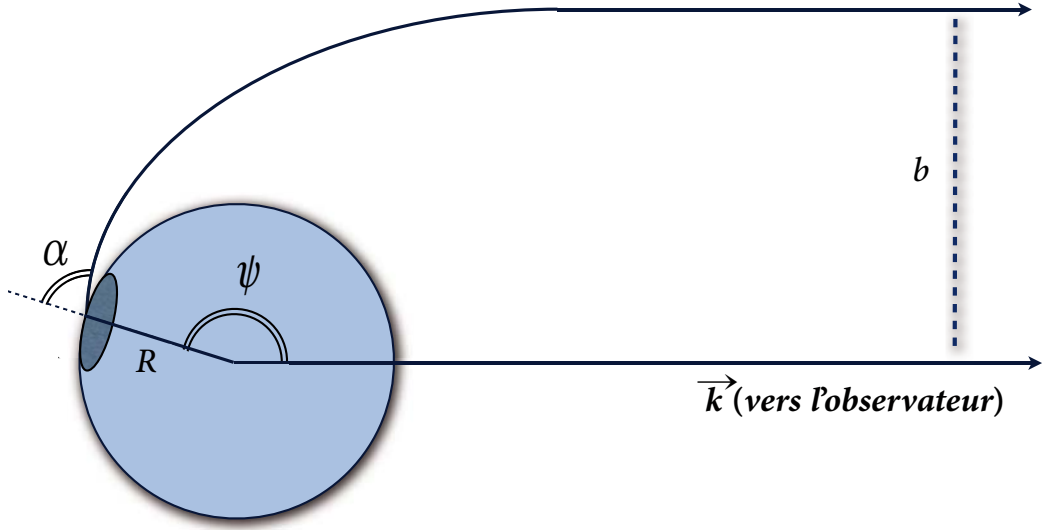


FIGURE 3.2 – Trajectoire d'un photon émis sous un angle α par rapport à normale à la surface. b représente le paramètre d'impact et l'angle de courbure total est égal à $\psi - \alpha$.

où apparaissent les constantes fondamentales $c = 299792458 \text{ m s}^{-1}$ (vitesse de la lumière) et $G = 6.6726 \times 10^{-11} \text{ m}^3 \text{ kg}^{-1} \text{ s}^{-2}$ (constante de Newton pour la gravitation), mais j'utiliserai désormais la normalisation $G = c = 1$.

L'espace-temps est supposé isotrope et indépendant du temps t , donc les composantes de la métrique sont inchangées lors d'une opération de rotation selon ψ .

On introduit b qui est le paramètre d'impact du photon qui indique la direction de celui-ci lorsqu'il atteint l'observateur (voir Figure 3.2). En considérant ce paramètre, il est donc possible de déterminer quel photon atteint l'observateur. Cela permet d'économiser du temps de calcul pour connaître le flux total collecté. D'après la démonstration de [Misner et al. \(1973\)](#), l'angle où un photon (qui atteint l'observateur) "impacte" l'étoile à neutrons est donnée par la relation :

$$\psi = \int_R^\infty \frac{dr}{r^2} \left[\frac{1}{b^2} - \frac{1}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r} \right) \right]^{-1/2}, \quad (3.14)$$

Aussi, ils déduisent que l'angle d'émission α (entre le photon émis et la direction normale locale) est défini tel que :

$$\sin \alpha = \frac{b}{R} \sqrt{1 - \frac{2M}{R}} \text{ soit } b = \frac{R}{\sqrt{1 - \frac{2M}{R}}} \sin \alpha = \frac{R}{\sqrt{1 - u}} \sin \alpha. \quad (3.15)$$

Ces équations sont résolues numériquement. L'angle de déviation maximale ψ_{max} correspond donc à la condition $\alpha = \pi/2$. La visibilité de la tache est alors définie par la condition $\cos \alpha > 0$, ou alternativement par $\psi < \psi_{max} \equiv \psi(\alpha = \pi/2)$.

Les conséquences de cette déviation sont illustrées sur la Figure 3.3 où j'ai tracé en fonction de la compacité de l'étoile à neutrons (pour un rayon R fixe), les valeurs d'angle maximal ψ à partir duquel un photon peut quitter l'étoile et atteindre un observateur situé à $\psi = 0$. L'angle permis est toujours supérieur à 90° (limite pseudo-euclidienne, sans courbure), ce qui veut dire que l'on peut recevoir un faisceau venant

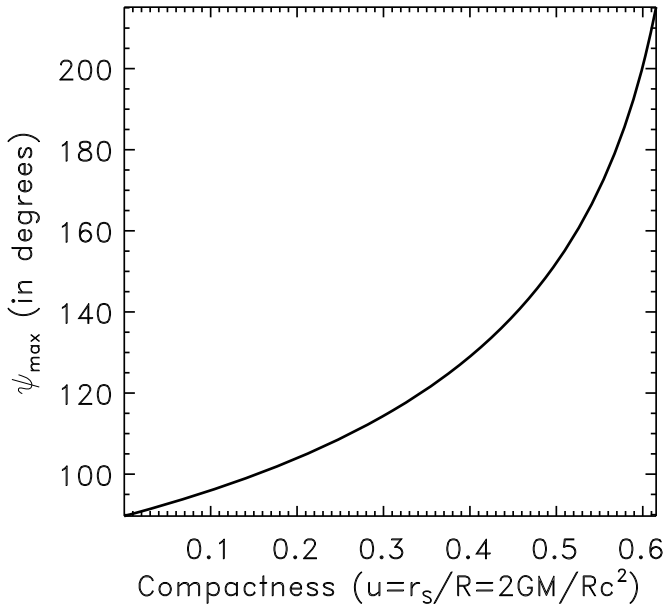


FIGURE 3.3 – Effets de la compacité de l'étoile (pour $R = 12$ km fixé) sur l'angle maximal ψ d'origine d'un photon émis par la surface et qui atteint l'observateur. La courbure des trajectoires des photons s'amplifie avec la compacité de l'objet et permet à l'observateur de voir une surface située sur la face "cachée" de l'étoile.

de la "face cachée" de l'étoile, derrière les limbes. De plus, la courbure de la trajectoire des photons s'accroît avec la compacité de l'étoile. Pour donner un ordre d'idée, dès lors que le rapport de compacité u dépasse ~ 0.57 , soit une masse supérieure à $\sim 2.3 M_{\odot}$ pour un rayon égal à 12 km, on constate que l'angle maximal permis par la courbure est égal 180° . Dans ce cas, il est possible de voir à tout instant l'émission de la totalité de l'étoile. Finalement, on comprend aisément que la surface émettrice paraîtra toujours plus grande qu'elle ne l'est en réalité.

3.1.5 Effets Doppler

Selon [Lightman et al. \(1975\)](#), l'angle d'émission dans le repère en corotation dénoté α' diffère de α à cause des effets d'aberration relativiste pour les mouvements parallèles à la surface de la tache. Dans ce repère, le vecteur unitaire suivant le mouvement du photon est obtenu à partir de la transformation de Lorentz et il résulte $\cos \alpha' = \delta \cos \alpha$, où le facteur Doppler est donné par :

$$\delta = \frac{1}{\gamma(1 - \beta \cos \xi)} = \frac{\sqrt{1 - (v/c)^2}}{1 - (v/c) \cos \xi}. \quad (3.16)$$

La surface apparente de la tache, telle qu'elle est mesurée par un faisceau de photons dans le repère non tournant proche de la surface stellaire est caractérisée par la relation : $dS = \delta dS'$. Ainsi, la surface de la tache projetée sur le plan perpendiculaire à la direction de propagation du photon, c'est-à-dire le front du faisceau de photons, est un invariant de Lorentz (voir [Lightman et al., 1975](#)) :

$$dS \cos \alpha = dS' \cos \alpha'. \quad (3.17)$$

L'angle solide $d\Omega$ occupé par la tache de surface dS' sur le ciel de l'observateur, change au fur et à mesure que cette anisotropie tourne avec l'étoile. Il peut être

exprimé en terme de paramètre d'impact par :

$$d\Omega = b db d\eta / D^2, \quad (3.18)$$

où D est la distance à la source et η est ici l'angle azimuthal correspondant à la rotation autour de la ligne de visée (vecteur \mathbf{k}). Le paramètre d'impact b dépend seulement de ψ , et non pas de η .

En utilisant les relations (3.15), (3.18) et le fait que $dS = R^2 d\cos\psi d\eta$, on obtient :

$$d\Omega = \frac{dS' \cos\alpha'}{D^2} \frac{1}{1-u} \frac{d\cos\alpha}{d\cos\psi} = \frac{dS' \cos\alpha}{D^2} \frac{\delta}{1-u} \frac{d\cos\alpha}{d\cos\psi}. \quad (3.19)$$

Si on considère le champ gravitationnel faible $u \ll 1$, cela donne la formule communément utilisée $d\Omega = dS' \cos\alpha' / D^2$.

Les effets combinés du redshift gravitationnel et de l'effet Doppler mènent à la relation suivante entre les intensités monochromatiques observées à l'infini et localement (voir Misner *et al.*, 1973; Rybicki et Lightman, 1979) :

$$I_E = \left(\frac{E}{E'} \right)^3 I'_{E'}(\alpha') \quad (3.20)$$

où $E/E' = \delta\sqrt{1-u}$. Ici, $I'_{E'}(\alpha')$ est l'intensité calculée dans le repère comobile lié à la tache. Pour l'intensité bolométrique, on a :

$$I = \left(\delta\sqrt{1-u} \right)^4 I'(\alpha'). \quad (3.21)$$

3.1.6 Flux observé

Le flux de photons à l'énergie E observé dans le ciel forme un angle solide et est défini par :

$$dF_E = I_E d\Omega, \quad (3.22)$$

où I_E est l'intensité spécifique de rayonnement à l'infini. Il devient alors :

$$dF_E = (1-u)^{1/2} \delta^4 I'_{E'}(\alpha') \cos\alpha \frac{d\cos\alpha}{d\cos\psi} \frac{dS'}{D^2}. \quad (3.23)$$

Il peut être intégré sur toute la surface émettrice de l'étoile à neutrons. De même, le flux bolométrique est donné par :

$$dF = (1-u) \delta^5 I'(\alpha') \cos\alpha \frac{d\cos\alpha}{d\cos\psi} \frac{dS'}{D^2}. \quad (3.24)$$

Grâce à la formule (3.23), le flux dF_E observé est mis en relation avec l'intensité spécifique $I'_{E'}(\alpha')$ déterminée par le spectre d'émission initial de la petite surface dans le référentiel associé à l'étoile. Lors du calcul, on peut donc insérer ce spectre en énergie sans altération puisque tous les effets sont pris en compte dans les autres termes de l'équation.

3.1.7 Effet Shapiro

Les expressions de flux (3.23) et (3.24) sont calculées pour chaque phase ϕ de l'étoile, mais le flux correspond en fait à une phase observée ϕ_{obs} différente de ϕ à cause des délais de parcours des photons. Ces délais deviennent seulement significatifs pour les objets massifs en rotation rapide. Dans la métrique de Schwarzschild, pour une étoile à neutrons dont la masse serait égale à $1.4M_{\odot}$, le délai maximal vaut 0.07 ms environ (cette valeur est presque indépendante de la compacité M/R de l'étoile). Cela donne au plus une correction de 5% de la phase d'arrivée du photon pour une période de rotation de 1.5 ms.

Le délai a lieu car les temps de traversée des photons émis jusqu'à l'observateur sont différents, dépendant de la position de la tache d'émission. Un photon suivant une trajectoire qui a un paramètre d'impact b sera en retard par rapport à un photon dont $b = 0$ (Pechenick *et al.*, 1983) avec un délai égal à :

$$c\Delta t(b) = \int_R^{\infty} \frac{dr}{1 - 2M/r} \left[\left[1 - \frac{b^2}{r^2} \left(1 - \frac{2M}{r} \right) \right]^{-1/2} - 1 \right]. \quad (3.25)$$

Pour une phase rotationnelle ϕ donnée, on calcule l'angle ψ pour obtenir l'angle α correspondant et le paramètre d'impact b de l'émission en utilisant les formules (3.14) et (3.15). Je calcule ensuite les délais correspondants $\Delta t(b)$ avec l'équation (3.25). Il est finalement possible de faire une correspondance directe entre la phase ϕ de l'étoile et la phase d'arrivée jusqu'à l'observateur qui est $\phi_{obs} = \phi + \Delta\phi$ où le retard de phase est $\Delta\phi(\phi) = 2\pi\Delta t[b(\phi)]$.

Le flux à la phase ainsi observée ϕ_{obs} est donc $F_{obs}(\phi_{obs}) = F(\phi_{obs} - \Delta\phi)$ où le délai est calculé grâce à l'équation (3.25). L'effet de la contraction du temps d'arrivée des photons (ou son élongation) sur le flux observé est déjà pris en compte par un des facteurs Doppler, il n'y a donc pas à multiplier une fois de plus par le facteur δ .

3.2 Propriétés des profils d'oscillations

3.2.1 Simulations

Pour une tache de taille finie, il faut procéder à une intégration sur toute la surface qui émet². Pour cela, j'ai segmenté la tache en plusieurs petites sous-taches et j'ai calculé le flux provenant de chaque sous-tache séparément. Pour une tache d'environ 30° de rayon angulaire, plus d'une dizaine de points sont requis sur le diamètre pour atteindre une précision de l'ordre du pour cent.

Dans les simulations qui vont suivre, je produirai des profils d'oscillations définis sur 64 bins de phase par cycle, et 64 bins en énergie répartis dans la gamme 0.1-25 keV. La phase $\phi = 0$ correspond à l'arrivée du photon émis lorsque la tache est située au point le plus proche de l'observateur.

2. On considère que le reste de l'étoile est froid, et on ne tient pas compte d'une émission supplémentaire.

Au total, un grand nombre de paramètres est susceptible d’affecter le spectre, l’amplitude ou la forme de la courbe de lumière. La **masse** M (comprise dans $1.2\text{--}2.5 M_\odot$), le **rayon** R (6–16 km) de l’étoile (et donc la **compacité** $u = \frac{2G}{c^2} \frac{M}{R}$) et la **fréquence de rotation** ν (200–600 Hz) sont directement reliés à la structure de l’étoile à neutrons et à l’équation d’état de la matière dense.

La position de la tache est libre sur l’étoile et définie par la **colatitute** θ_0 par rapport à l’axe de rotation, son **rayon angulaire** ρ_0 (jusqu’à 30°), l’**inclinaison** i de la ligne de visée et la **distance** D ³ de l’observateur caractérisent la géométrie du système binaire. Finalement, il conviendra de déterminer le spectre d’émission avec sa **distribution angulaire** (définie en 3.1.2) et la **température** kT_0 de l’émission de la surface de la tache chaude.

3.2.2 Courbes de lumière

Afin d’illustrer qualitativement les composantes du modèle, je procède à une simulation de courbe de lumière pour une étoile dont les paramètres sont les suivants : $M=1.5 M_\odot$, $R=12$ km, $\nu=500$ Hz, $i_{\text{obs}}=70^\circ$, $\theta_0=30^\circ$, $\rho_0=10^\circ$, $D=6$ kpc et $kT_0=2$ keV. Je ne tiens compte que des photons collectés dans la bande d’énergie 0.1–25 keV. Sur la Figure 3.4, je trace les profils des oscillations calculés en insérant un par un dans la simulation les effets décrits précédemment.

La courbe sinusoidale en pointillés est calculée dans un espace pseudo-euclidien, pour une étoile statique. Ni la courbure générée par la lentille gravitationnelle, ni les effets Doppler ne sont pris en compte. Ainsi, dans la configuration géométrique indiquée ($i_{\text{obs}}=70^\circ$, $\theta_0=30^\circ$), il est impossible de recevoir le flux émis par la tache lorsqu’elle est située sur la face cachée de l’étoile, c’est pourquoi le flux s’annule autour de $\phi = \pi$ (1/2 cycle).

Sur le profil marqué par des tirets, on se place dans l’espace-temps de Schwarzschild dont la déformation sous l’effet de la masse de l’étoile permet aux trajectoires des photons de se courber (voir 3.1.4). Dans ce cas, une plus grande partie de l’étoile est visible à tout instant, l’amplitude moyenne augmente donc. En revanche, en permettant aux photons situés sur la face cachée de parvenir jusqu’à l’observateur, on constate que l’amplitude relative de la sinusoïde est largement atténuée.

Les effets de la rotation rapide de l’étoile (courbe en tirets-pointillés) sont ajoutés. Ils sont directement reliés à la vitesse du point de la surface d’où part le photon. Le *boost* Doppler fait augmenter l’intensité à mesure que la tache se déplace vers l’observateur (pente croissante de la courbe pseudo-euclidienne), en faisant croître la fréquence des photons émis (*blueshift*) et lorsque la tache s’éloigne de l’observateur, cette intensité et la fréquence diminuent (*redshift*). Une grande partie des photons arrivent donc avant que la tache ne soit située directement sous l’observateur. Les maxima du profil sont donc amplifiés, alors que les minima restent au même niveau. Le profil n’est plus sinusoidal, il est maintenant asymétrique.

Finalement, je tiens compte des effets de délais temporels subis par les photons

3. Ce paramètre intervient seulement dans la normalisation du flux, et n’a donc pas d’effet sur la forme des profils.

lors de leur traversée du champ gravitationnel fort. On discerne que ces délais affectent plus amplement les photons provenant de la face cachée de l'étoile puisque leur temps passé à proximité de l'objet compact est plus long.

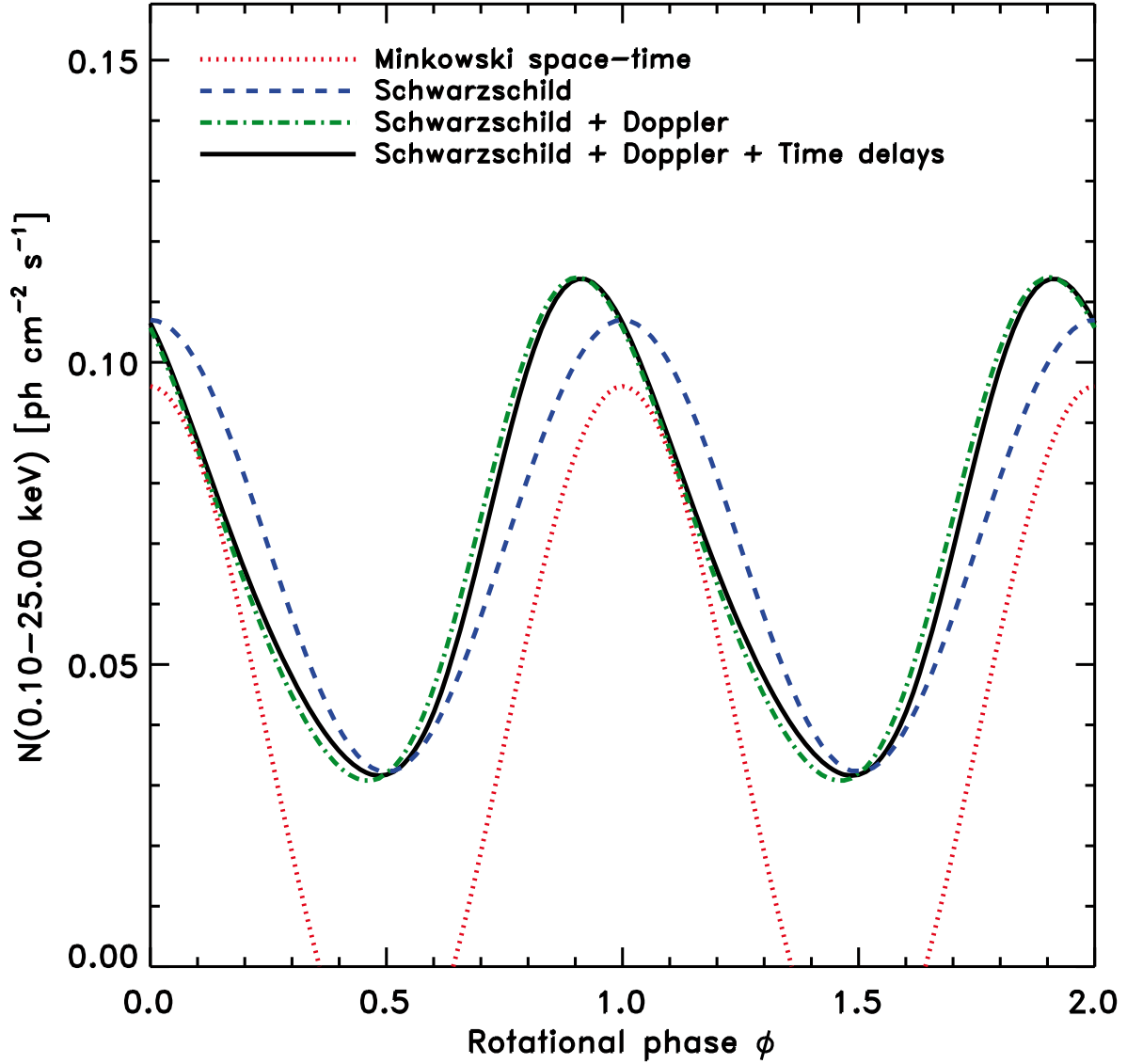


FIGURE 3.4 – Déformation des profils des oscillations d'une étoile en rotation rapide sous les effets de la relativité tels que : la courbure de la lumière, l'effet Shapiro et les effets de boost Doppler et d'aberration relativiste. Le profil des oscillations est représenté sur deux cycles, et calculé dans la bande 0.1–25 keV pour une étoile dont les paramètres sont : $M=1.5 M_{\odot}$, $R=12$ km, $\nu=500$ Hz, $i_{obs}=70^{\circ}$, $\theta_0=30^{\circ}$, $\rho_0=10^{\circ}$, $D=6$ kpc et $kT_0=2$ keV. En bas, la position de tache durant le cycle est schématisée. De plus, la couleur bleue (rouge) illustre le décalage vers les hautes (basses) énergies, lorsque la tache se rapproche (s'éloigne) de l'observateur.

3.2.3 Atmosphère de diffusion électronique

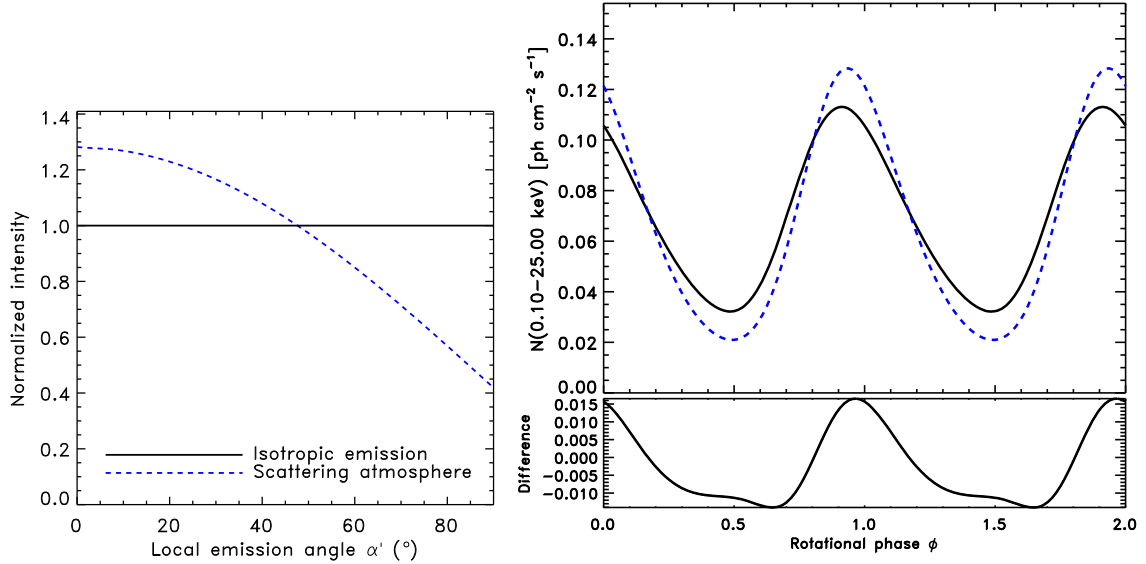


FIGURE 3.5 – Anisotropie de l'émission créée par l'atmosphère épaisse de diffusion électronique. A gauche, je représente la distribution des intensités en fonction de l'angle d'émission local dans les deux cas. A droite, je représente, les profils d'oscillations qui en résultent, ainsi que la différence absolue entre les deux. Les profils en trait plein correspondent au cas d'un corps noir isotropique, alors que les courbes en tirets identifient l'émission du corps noir diffusé.

Comme illustré sur la Figure 3.5, l'atmosphère épaisse de diffusion électronique (présentée en 3.1.2) que doivent traverser les photons rend l'émission anisotrope en privilégiant les angles proches de la normale. En effet, la profondeur optique de la couche est une fonction de l'angle d'émission du photon (fonction de Hopf). Ainsi, un angle d'émission local α' proche de 90° oblige le photon à être fortement diffusé pour ensuite parvenir directement jusqu'à l'observateur. On parle alors d'*assombrissement centre-bord*.

Sur cette Figure 3.5, j'illustre aussi les déformations importantes générées sur les profils moyens des oscillations. On constate que cette atmosphère crée un gain de photons au maximum du flux puisque l'angle d'émission local tend vers la normale. En revanche, malgré la courbure relativiste des trajectoires, les photons émis en incidence "rasante" parvenant plus difficilement jusqu'à l'observateur, creusent les minima de la courbe de lumière.

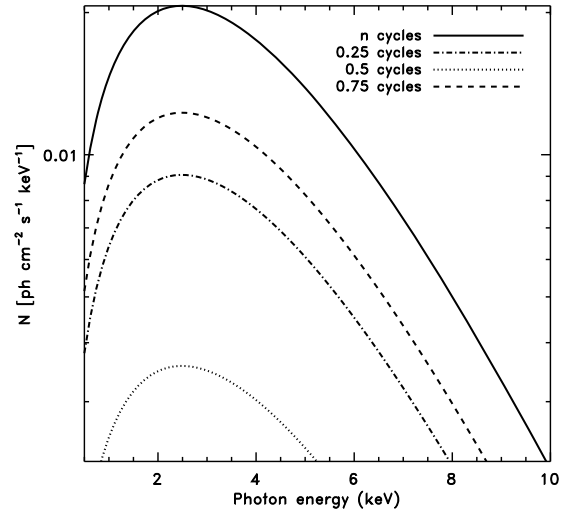


FIGURE 3.6 – Spectre observé de densité d'énergie de l'émission sous l'effet d'une atmosphère diffusante à différents états du cycle de rotation (1/4, 1/2, 3/4 de cycle, ou un cycle entier). La température de la tache est fixée à 2 keV

L'amplitude relative des profils s'accroît donc en diminuant tout de même l'asymétrie des profils.

Finalement, j'ai représenté le spectre d'émission observé sur la Figure 3.6, à différents épisodes du cycle de rotation (1/4, 1/2, 3/4 de cycle, ou un cycle entier), pour une température de surface de la tache égale à 2 keV. Lorsque la tache est la plus proche de l'observateur, le flux augmente, puisque la totalité de la tache est visible. À l'inverse, tous les demi-cycles, lorsque la tache est à l'opposée, moins de photons sont émis. Ces spectres ont leur maxima autour de 2 keV, on déduit finalement que la configuration $\phi \rightarrow 0$ est celle qui implique la plupart des photons de haute énergie.

Je précise aussi que la température de la région chaude des sursauts X a peu d'influence sur la forme ou sur l'amplitude des profils d'oscillations, tant qu'on considère qu'elle est comprise entre 0.5 et 5 keV.

3.2.4 Effet supplémentaire : déformation ellipsoïdale de l'étoile

La rotation rapide implique une force centrifuge importante qui va transformer la forme géométrique de l'étoile, en l'aplatissant au niveau de ses pôles de rotation. Il en résulte une forme globale que l'on qualifie d'*ellipsoïde* (ou *oblate*), qui affecte les courbes de lumière dans la gamme des fréquences de rotation étudiées. Les caractéristiques de cet objet sont que son rayon R varie avec la colatitude θ , et la déformation subie est liée à la structure (équation d'état) de la matière qui la compose.

Les effets de l'aplatissement de l'étoile furent étudiés par [Cadeau et al. \(2007\)](#) et [Bauböck et al. \(2012\)](#), qui démontrèrent respectivement que les métriques de Kerr⁴ et de Hartle-Thorne⁵ (qui fournissent des approximations d'espace-temps externe des objets compacts en rotation) n'apportent aucune correction majeure (elles deviennent significatives au-delà de 1000 Hz) dans le calcul des profils par rapport à la métrique de Schwarzschild (+Doppler) que j'utilise ici.

En étudiant une large gamme d'étoiles à neutrons, [Morsink et al. \(2007\)](#) déduisirent une formule empirique simple (pour le calcul) qui décrit la surface de l'étoile avec l'équation suivante :

$$\frac{R(\theta)}{R_{eq}} = 1 + \sum_{n=0}^2 a_{2n}(\zeta, \epsilon) P_{2n}(\cos \theta), \quad (3.26)$$

où R_{eq} est le rayon équatorial de l'étoile, P_{2n} sont les polynômes de Legendre d'ordre $2n$ (P_0 , P_2 et P_4). Les coefficients sont déterminés par les paramètres ζ et ϵ :

$$\zeta = \frac{GM}{R_{eq}c^2} \text{ et } \epsilon = \frac{(\nu/2\pi)^2 R_{eq}^2}{c^2 \zeta}, \quad (3.27)$$

et sont donnés dans le Tableau 1 de [Morsink et al. \(2007\)](#) pour deux familles d'équations d'état. Mais je n'analyse que le cas des étoiles à neutrons *traditionnelles* dénommées "*Neutron and Hybrid Quark Stars*" (NHQS).

4. Adaptée dans [Braja et al. \(2000\)](#) et [Bhattacharyya et al. \(2005\)](#) aux étoiles à neutrons sphériques.

5. Voir les articles de [Abramowicz et al. \(2003\)](#) et [Berti et al. \(2005\)](#) pour plus de détails.

Morsink *et al.* (2007) montrèrent aussi que la surface d'une petite tache est ici du type : $dS(\theta) = R^2(\theta) \sin \theta [1 + f^2(\theta)]^{1/2} d\theta d\phi$, où la fonction $f(\theta)$ est définie par :

$$f(\theta) = \frac{(1 - 2M/R)^{-1/2} dR}{R d\theta}. \quad (3.28)$$

Par ailleurs, on comprend donc que désormais, le vecteur unitaire définissant la normale à la surface émettrice \mathbf{n} et le vecteur radial \mathbf{r} ne sont plus nécessairement alignés. Ils forment un angle γ défini par :

$$\cos \gamma = \mathbf{n} \cdot \mathbf{r} = [1 + f^2(\theta)]^{-1/2} \quad \text{où } \mathbf{n} = \sin(\theta - \gamma)(\cos \phi \mathbf{x} + \sin \phi \mathbf{y}) + \cos(\theta - \gamma) \mathbf{z}, \quad (3.29)$$

en coordonnées cartésiennes. En conservant le même formalisme que dans le cas sphérique, le cadre ellipsoïdal consiste donc principalement en deux modifications :

$$(1) \cos \psi = \mathbf{k} \cdot \mathbf{r} = \cos i \cos \theta + \sin i \sin \theta \cos \phi \quad \text{et} \quad (2) \cos \alpha = \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{r}. \quad (3.30)$$

ψ est toujours l'angle qui caractérise la courbure des rayons lumineux, en revanche α n'est plus l'angle zénithal. Ce dernier est maintenant défini par :

$$\cos \beta = \mathbf{k}_0 \cdot \mathbf{n} = \cos \alpha \cos \gamma + \sin \alpha \sin \gamma \cos \tau \quad \text{et} \quad \cos \tau = \frac{\cos i - \cos \theta \cos \psi}{\sin \theta \sin \psi} \quad (3.31)$$

où τ est l'angle entre les directions de la ligne de visée et l'axe de rotation.

La condition de visibilité s'établit donc maintenant à travers β ($0 \leq \cos \beta' \leq 1$ dans le référentiel lié à l'étoile) et la valeur de α' correspondante pourra être supérieure à $\pi/2$. L'expression du flux final est identique (équations (3.23) et (3.24)), seul l'angle solide est donc modifié en remplaçant α par β .

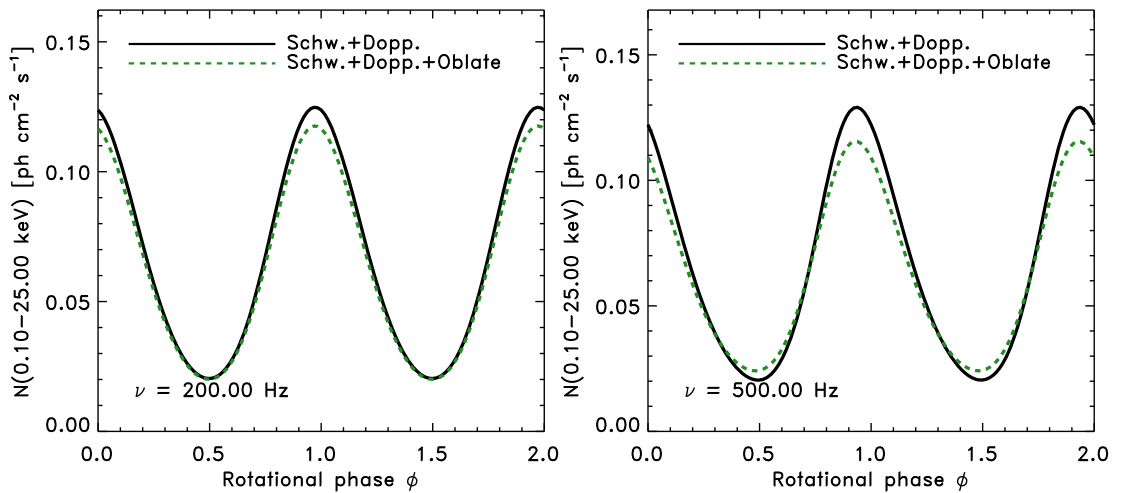


FIGURE 3.7 – Courbes de lumière calculées pour une étoile de paramètres : $M=1.5 M_{\odot}$, $R=12$ km, $i_{obs}=70^{\circ}$, $\theta_0=30^{\circ}$, $\rho_0=10^{\circ}$, $D=6$ kpc et $kT_0=2$ keV. À gauche, la fréquence est égale à 200 Hz, à droite, $\nu = 500$ Hz. J'ai supposé un espace-temps de type Schwarzschild+Doppler dans le cas d'une étoile à neutrons sphérique (trait plein) et ellipsoïdale (tirets) ou *oblate*. L'équation d'état utilisée pour le calcul des coefficients de (3.27) est celle d'une étoile "traditionnelle" (NHQS).

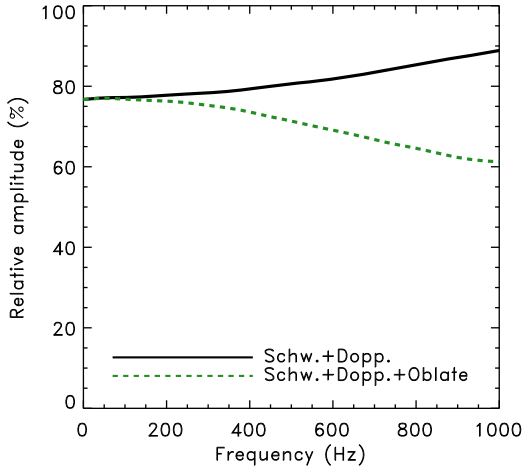


FIGURE 3.8 – Evolution de l'amplitude relative des oscillations en fonction de la fréquences de rotation d'une étoile sphérique ou ellipsoïdale.

ces effets, et les corrections commencent à être considérables au-delà de 400 Hz (voir Figure 3.8). L'aplatissement de l'étoile est donc à prendre en compte en raison de l'ordre de grandeur des corrections à effectuer.

3.3 Influence des paramètres libres du modèle

Les profils d'oscillations issus des observations de sursauts X étudiées dans le Chapitre 2 et présentés dans l'Annexe A ont des formes très variées. Notamment, les profils de la source XTE 1814–338 qui sont les plus significatifs, montrent des amplitudes relatives variées. De même, on perçoit que les profils sont plus ou moins asymétriques. On conçoit que certains paramètres de l'étoile sont fixes d'un sursaut à un autre, mais que d'autres ne le sont pas.

Les profils d'oscillations affectés par l'environnement relativiste de l'objet compact, sont donc caractérisés par deux grandeurs mesurables : (1) leur amplitude relative ; (2) l'asymétrie des profils. En considérant qu'ils sont décomposables en une série de Fourier, cette asymétrie est quantifiée par le contenu harmonique du signal, caractérisée par le rapport A_n/A_1 . L'ensemble des $\{A_n\}$ ⁶ représente les amplitudes fractionnelles des signaux harmoniques aux multiples de la fréquence fondamentale. A_1 est l'amplitude relative du signal à la fréquence d'oscillation ν .

Je propose donc d'analyser l'évolution de ces grandeurs caractéristiques en faisant varier les paramètres du modèle. On considère ici que le reste de l'étoile est "noir". En faisant le choix d'omettre une composante continue associée à un "bruit de fond", on comprend que cela va produire des amplitudes relatives plus grandes que dans les observations. En revanche, cela ne devrait pas affecter le contenu en harmoniques.

6. $A_n = \sqrt{2} \left(\frac{P_n}{N_{ph}} \right)^{1/2} \frac{N_{ph}}{N_{ph} - B_{ph}}$ où P_n est la puissance associée à la fréquence $n\nu$, N_{ph} et B_{ph} sont respectivement le nombre de photons total et le nombre de photons du bruit de fond dans le profil.

3.3.1 Paramètres de l'étoile : masse, rayon et fréquence

J'analyse l'évolution des oscillations en faisant varier 3 paramètres intrinsèques à l'étoile, la masse, le rayon équatorial et la fréquence de rotation. Dans les simulations de cette section, je fixerai les autres paramètres dans la configuration précédente, à savoir : $i_{obs}=70^\circ$, $\theta_0=30^\circ$, $\rho_0=10^\circ$, $D=6$ kpc et $kT_0=2$ keV. L'atmosphère diffusante et la forme ellipsoïdale de l'étoile sont toujours prises en compte.

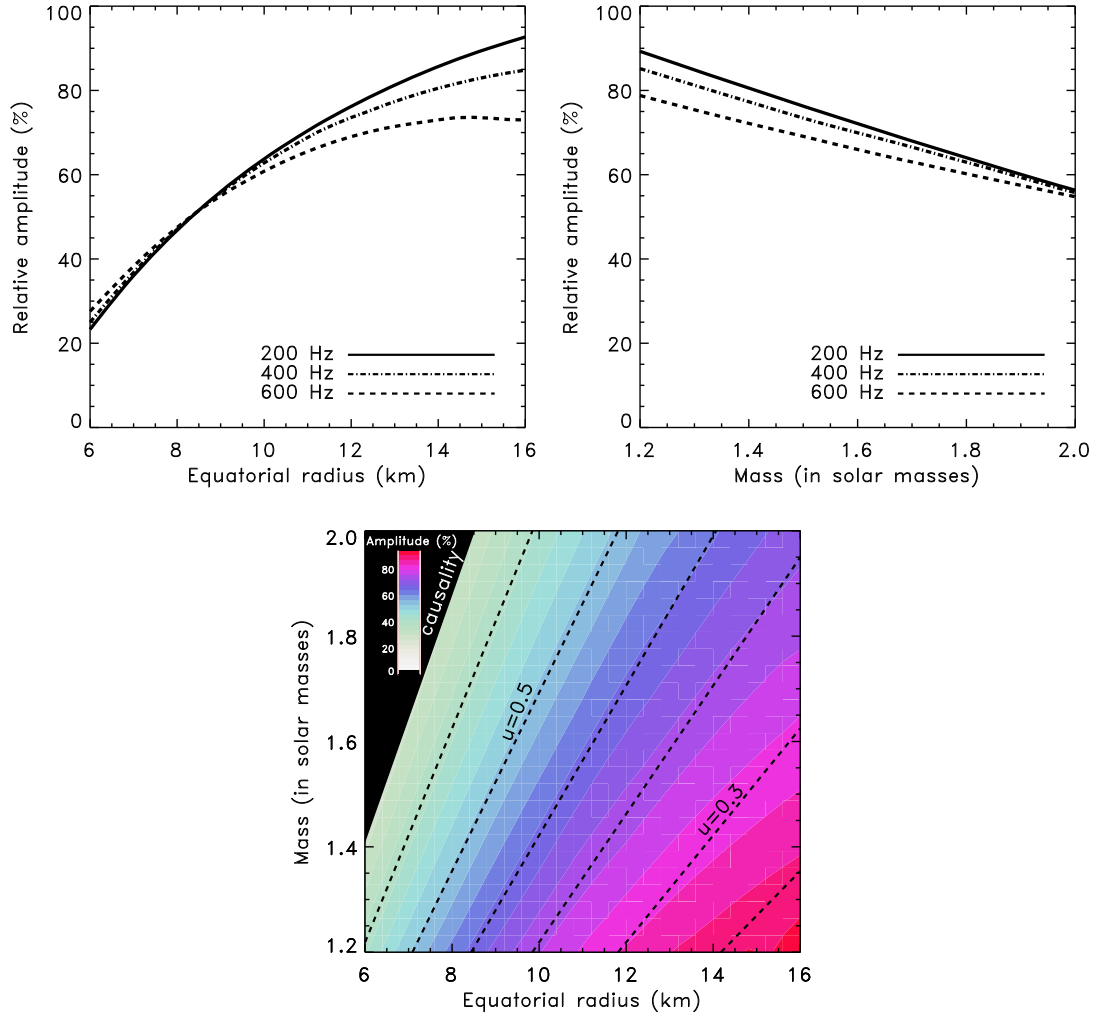


FIGURE 3.9 – Evolution de l'amplitude relative des profils d'oscillations en fonction du rayon équatorial (avec une masse fixée à $1.5 M_\odot$) et de la masse de l'étoile (où le rayon est fixé à 12 km). Le calcul est fait pour 3 fréquences de rotation différentes (200, 400 et 600 Hz). Les autres paramètres sont les mêmes que pour la simulation de la Figure 3.7. Le graphe d'en bas trace les contours d'iso-amplitude relative (pour 400Hz) dans le diagramme $M - R$. Les droites d'iso-compacité (tirets) sont aussi représentées et une zone est exclue par la causalité (voir Section 1.6).

Sur les Figures 3.9 et 3.10, j'étudie les effets du rayon et de la masse sur les courbes de lumière. On constate que l'amplitude relative augmente avec le rayon de l'étoile dans toutes les configurations. En revanche, cette croissance semble plus importante dans le cas des étoiles en rotation lente, lorsque le rôle atténuateur de l'aplatissement de l'étoile est moins important (voir 3.2.4). La tendance est opposée

en fonction de la masse, car on sait qu'elle apparaît notamment dans les calculs de la courbure des trajectoires des photons. Ainsi, la courbure étant plus importante avec une grande masse, plus de photons parviennent à l'observateur.

Quant au contenu harmonique du signal, il croît avec le rayon, et d'autant plus lorsque la fréquence de rotation est élevée. Or, on sait que la combinaison de ces paramètres est déterminante dans les corrections des effets Doppler, qui sont à l'origine de l'asymétrie des profils. La masse seule semble avoir une influence plus faible sur le contenu harmonique du signal, qui décroît tout de même quand elle augmente.

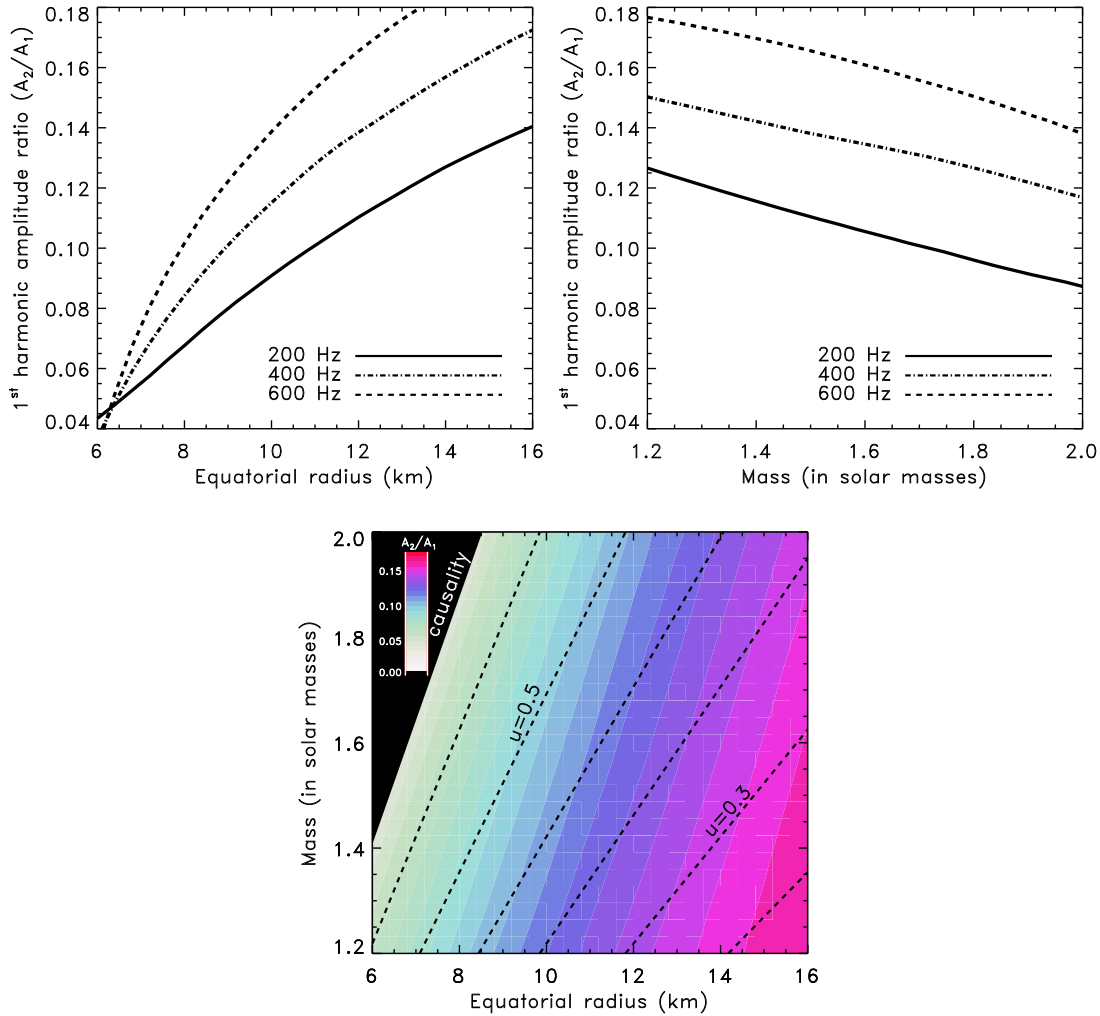


FIGURE 3.10 – Evolution du contenu harmonique des profils d'oscillations en fonction du rayon équatorial et de la masse de l'étoile. La configuration est identique à la Figure 3.9. De même, je trace les contours pour lesquels la valeur du rapport des amplitudes harmoniques est constante, en fonction de la masse et du rayon.

Sur la Figure 3.9, je trace aussi les contours pour lesquels la valeur de l'amplitude relative des oscillations est constante dans le diagramme masse-rayon. De même, je superpose les droites d'iso-compacité et je constate que les contours et ces droites sont presque parallèles. Cela signifie donc qu'en terme d'amplitude, la compacité $u = 2GM/Rc^2$ est un paramètre plus représentatif que M et R seuls. Quant

aux résultats, on voit évidemment que l'amplitude relative des oscillations décroît avec la compacité. Sur les contours de la Figure 3.10, on ne peut pas tirer la même conclusion, même si le rôle de la masse semble certes moins important que le rayon en terme de création d'asymétrie.

La Figure 3.11 illustre l'évolution du signal avec la fréquence. On constate que ce paramètre n'affecte quasiment pas l'amplitude relative des oscillations qui reste presque constante. Par contre, des fréquences de rotation élevées permettent d'observer un contenu harmonique significatif. On peut donc dire que la fréquence agit simplement sur l'asymétrie des profils moyens d'oscillations. De plus, ce constat a été vérifié pour différentes valeurs de compacités.

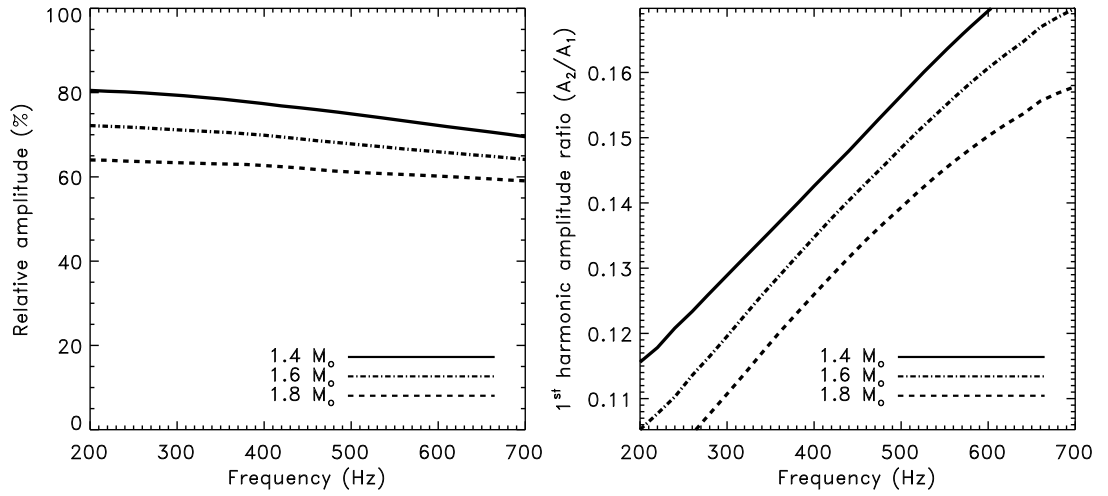


FIGURE 3.11 – Evolution de l'amplitude relative et du contenu harmonique des profils d'oscillations en fonction de la fréquence. Le calcul est fait pour 3 masses différentes (1.4, 1.6 et 1.8 M_{\odot}), et un rayon égal à 12 km. Les autres paramètres sont inchangés.

3.3.2 Géométrie : inclinaison et colatitude

J'étudie ensuite l'effet de la géométrie du système, en étudiant la position de la tache et l'angle d'observation de l'observateur (je me limite à l'espace des paramètres défini par $i_{obs}, \theta_0 \in [0, \pi/2]$). L'étoile possède un rayon égal à 12 km, une masse de 1.5 M_{\odot} et une fréquence de rotation égale à 400 Hz. Les autres paramètres sont inchangés. Je présente les iso-contours des amplitudes relatives et du rapport des harmoniques dans le diagramme $i_{obs} - \theta_0$ sur la Figure 3.12.

Les amplitudes du signal et de la première harmonique ont des valeurs croissantes lorsque la colatitude de la tache et la ligne de visée augmentent. En ne considérant qu'un seul hémisphère, ces deux paramètres sont autant influents (les contours présentent une symétrie miroir autour de la droite $\theta_0 = i$). Les conditions optimales semblent être obtenues lorsque la somme $\theta_0 + i$ est maximisée. En effet, les oscillations étant créées par une asymétrie de brillance, on comprend donc que la différence de flux reçue qui définit les extrema de la courbe de lumière sera plus importante dans le cas équatorial. Les effets Doppler sont plus importants à l'équa-

teur où la vitesse de la surface est la plus élevée, ainsi on comprend que le contenu harmonique le soit aussi.

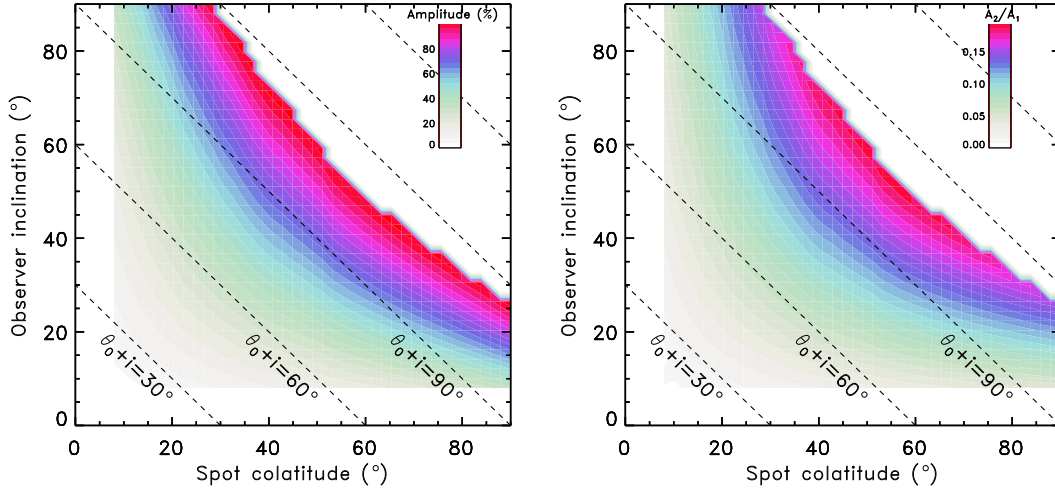


FIGURE 3.12 – Evolution de l’amplitude relative et du contenu harmonique des profils d’oscillations en fonction de la colatitude de la tache et de l’inclinaison de l’observateur par rapport à l’axe de rotation de l’étoile. La configuration est identique à la Figure 3.9. Je trace les contours pour lesquels les valeurs des grandeurs sont constantes. L’étoile possède un rayon égal à 12 km, une masse de $1.5 M_{\odot}$ et une fréquence de rotation égale à 400 Hz. Les autres paramètres sont inchangés. Les droites représentant les valeurs constantes de la somme $\theta_0 + i$ sont superposées.

Toutefois, comme on peut le voir sur la Figure 3.12, la géométrie impose des limites. Dans une gamme d’angles d’observation de la tache, une partie du flux émis de la face cachée de la tache ne peut plus être vue par l’observateur, malgré les effets de lentille gravitationnelle. Les oscillations générées ne sont plus "entières" puisque le flux reçu devient nul sur une partie du cycle de rotation. Par exemple, pour l’étoile considérée, on constate que l’observation d’une tache sous un angle de 60° à une colatitude de 60° empêche les photons du minimum d’émission d’être collectés. Ces configurations qui créent des profils non définis entièrement sont exclues de l’étude (zones blanches du tracé des contours). De même, on constate que l’observation polaire d’une tache de colatitude quelconque ou toute observation d’une tache polaire ne créent pas d’oscillations.

Sur la Figure 3.13, la même étude a été réalisée sur une étoile plus compacte ($R = 9$ km et $M = 1.8 M_{\odot}$) en laissant les autres paramètres inchangés, et on constate que les effets de lentille augmentant, même les configurations défavorables du cas précédent permettent à tous les photons de parvenir jusqu’à l’observateur. On peut dire que les limites de détection sont repoussées grâce à la compacité de l’étoile.

Les simulations montrent donc que la valeur de la latitude et l’inclinaison de l’observateur sont des paramètres importants. On rappelle que [Spitkovsky et al. \(2002\)](#) et [Cooper et Narayan \(2007\)](#) ont établi que l’allumage peut se faire proche de l’équateur pour des taux d’accrétion bas, et à des plus hautes latitudes dans le cas de plus grands taux (voir 1.3.3). Nous savons aussi que s’il est suffisamment fort, le champ magnétique peut confiner le flot d’accrétion de matière vers les pôles magnétiques. Toutes les configurations et toutes les latitudes sont donc a priori possibles.

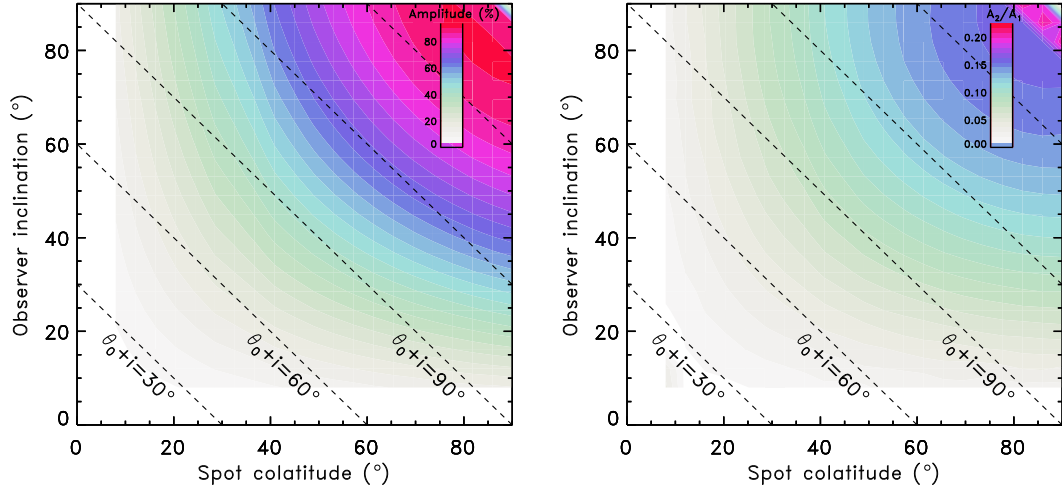


FIGURE 3.13 – Même étude mais dans le cas d'une étoile plus compacte ($R = 9$ km et $M = 1.8 M_{\odot}$). Les autres paramètres sont inchangés

3.3.3 Taille de la tache

Le calcul des amplitudes fractionnelles des oscillations en fonction de la taille de tache, déterminée par son rayon angulaire a mené aux constats suivants : (1) L'amplitude relative chute brutalement au delà de 50° de rayon. On comprend évidemment que lorsque la tache commence à englober une grande partie de la surface de l'étoile, l'asymétrie de brillance est moins visible et plus de photons parviennent jusqu'à l'observateur lorsque la tache est du côté caché de l'astre. (2) On constate aussi que l'asymétrie des profils est moins significative quand la région chaude s'étend. En effet, lorsque la tache est confinée, le boost Doppler est responsable d'une émission massive de photons avant que la tache ne passe directement sous l'observateur (avant $\phi = 0$) et l'émission diminue par la suite. Les oscillations observées deviennent "penchées" et le rapport des amplitudes harmoniques est dans ce cas le plus important. Par contre, l'étalement de la tache vient atténuer les effets Doppler, "redresse" les oscillations et fait disparaître progressivement le contenu harmonique du signal. (3) Ces calculs ont été effectués pour différentes inclinaisons, et ont montré que la disparition de la fréquence harmonique et l'amortissement des oscillations se fait encore plus rapidement lorsque la ligne de visée tend à être polaire, puisque l'asymétrie de brillance de la surface visible par l'observateur est beaucoup moins contrastée. Ce détail peut évidemment nuire à la détection des oscillations.

Dans les simulations, j'ai considéré que la tache conservait sa taille. Mais la question de son expansion ou non au cours du sursaut est très importante. Concernant, le modèle de tache chaude en rotation, il a été suggéré qu'une tache en expansion pouvait caractériser l'émission du sursaut X après l'allumage, lors de la croissance du flux (voir Maurer et Watts, 2008; Spitkovsky *et al.*, 2002; Strohmayer, 2004). Pour parvenir à une telle hypothèse, les études spectrales menées sur certains sursauts X, comme dans Strohmayer *et al.* (1997b), ont estimé que le rayon de corps noir équivalent était croissant durant la phase de montée. De plus, la disparition des trains

d'oscillations autour du pic est constatée pour beaucoup de sursauts. Naturellement, en considérant que la région chaude puisse se propager, cela peut caractériser l'épisode où la flamme englobe toute la surface de l'étoile. Dans cette même étude, [Stroh-mayer et al. \(1997b\)](#), ont analysé de très courts intervalles du sursaut, pour montrer que l'amplitude moyenne des profils d'oscillations s'amortissait au cours de la phase de croissance, comme l'exige un tel modèle de propagation.

La question de l'expansion reste néanmoins sujette à débat car on peut ajouter l'hypothèse selon laquelle la propagation du front de la tache pourrait faire une halte après un bref épisode d'étalement. Par exemple, les processus de propagation, tels qu'ils sont présentés dans [Nath et al. \(2002\)](#), expliquent que la flamme peut être freinée, voire stoppée à cause de la force de Coriolis, préservant une tache chaude confinée. En restant dans le cadre du modèle *hotspot*, la suite logique veut donc que cette région stagnante refroidisse peu à peu, expliquant par là même le flux décroissant et les oscillations de la queue des sursauts⁷. Aussi, il faut évoquer le rôle du champ magnétique (même faible) pour stopper la propagation du front en empêchant la traversée des lignes de champ. Ce problème soulève encore donc un grand nombre de questions non résolues, et pourtant incontournables pour la compréhension et l'élaboration d'un modèle de sursaut X et d'oscillations.

3.4 Etude énergétique

Je vais maintenant étudier le comportement théorique des courbes de lumière dans le cadre du modèle *hotspot* en analysant la dépendance en énergie de la phase d'arrivée des profils d'oscillations et de leur l'amplitude.

3.4.1 Dépendance énergétique des retards de phase

Cas typique

Je calcule donc les profils d'oscillations pour une étoile dont les paramètres sont : $M=1.6 M_{\odot}$, $R=10$ km, $\nu=600$ Hz, $i_{obs}=90^{\circ}$, $\theta_0=30^{\circ}$, $\rho_0=10^{\circ}$, $D=6$ kpc et $kT_0=2$ keV. Sur la Figure 3.14, je les représente dans 4 bandes d'énergies disjointes qui s'étalent de 0.1 à 25 keV, sur 2 cycles et 64 bins de phase. Afin de comparer les phases d'arrivée des profils d'oscillations au cours du cycle rotationnel, je repère pour chaque profil la phase d'arrivée du maximum d'émission. Ces phases d'arrivée, ainsi que celle du profil de la bande totale 0.1–25 keV ("bolométrique") – considéré comme la courbe de référence – sont superposées sur la Figure 3.14.

Dans cette configuration, l'évidence est que les profils produits par les photons de haute énergie précèdent ceux à plus basse énergie. On parle alors de *hard lead* ou de *soft lag*. En l'occurrence, le profil de l'intervalle 0.1-3 keV est en retard sur le profil bolométrique, alors que le profil de la bande 18-25 keV le précède d'environ 1/10

7. Pour expliquer le flux de la décroissance, [Heyl \(2004\)](#) propose quant à lui que la propagation de la flamme excite des ondes de grande échelle sur la surface de l'étoile donnant lieu à des asymétries de brillance.

de cycle. c'est-à-dire qu'on observe donc l'arrivée du maximum de photons à haute énergie près de 0.17 ms avant le maximum total d'émission. L'amplitude relative des oscillations augmente avec l'énergie en passant de 66% pour le premier intervalle jusqu'à 82 % pour les photons du dernier. Cela fait une progression de l'ordre de $+0.78\%.\text{keV}^{-1}$.

Le modèle construit voit évoluer le vecteur vitesse de la tache chaude en rotation, qui vise l'observateur lorsque la région chaude se situe à hauteur du limbe qui se rapproche, et a contrario, en direction inverse lorsque la tache est localisée sur le limbe qui s'éloigne de l'observateur. Les effets Doppler affectent donc périodiquement le spectre d'émission en l'amplifiant en flux et en énergie, puis à l'inverse en l'atténuant. Le spectre est donc *boosté* dans le premier cas, ce qui provoque un apport massif en photons de haute énergie, et un déficit par la suite. Ces *hard leads* sont donc directement responsables de l'asymétrie visible dans les profils moyens et sont donc un autre moyen de la quantifier.

Influence des paramètres du modèle

Dans cette partie, j'étudie les effets des variations des paramètres du modèle sur cette dépendance en énergie. Je calcule la pente moyenne de l'évolution de l'amplitude des oscillations avec l'énergie des photons observés, en l'ajustant par la fonction affine la plus probable. De même, en terme de retard de phase des photons observés, je considère qu'un profil en avance sur le profil bolométrique a une valeur négative. Une pente moyenne négative des retards de phase correspond donc au cas d'un *hard lead* et une pente positive correspond à un *soft lead*.

Sur la Figure 3.15, je présente les résultats obtenus dans différentes configurations. Dans l'espace des paramètres considérés, le modèle de tache chaude circulaire appliqué à une étoile ellipsoïdale en rotation rapide présente systématiquement une pente négative pour ce qui est de la dépendance énergétique des retards de phase. Les profils *durs* (de plus haute énergie) précèdent toujours les plus *mous* (voir Munro *et al.*, 2003, pour une étude théorique sur ce sujet).

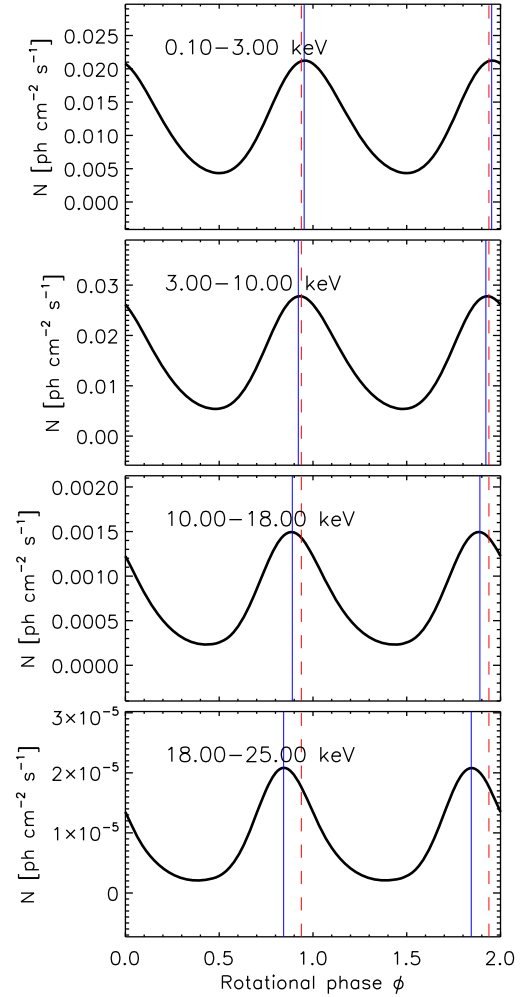


FIGURE 3.14 – Représentation des profils moyens d'oscillations dans différentes bandes d'énergie. Dans chacun des intervalles, la barre verticale en trait plein représente la phase du maximum d'émission. La droite dessinée en tirets correspond à la phase de référence, celle du maximum d'émission du profil bolométrique.

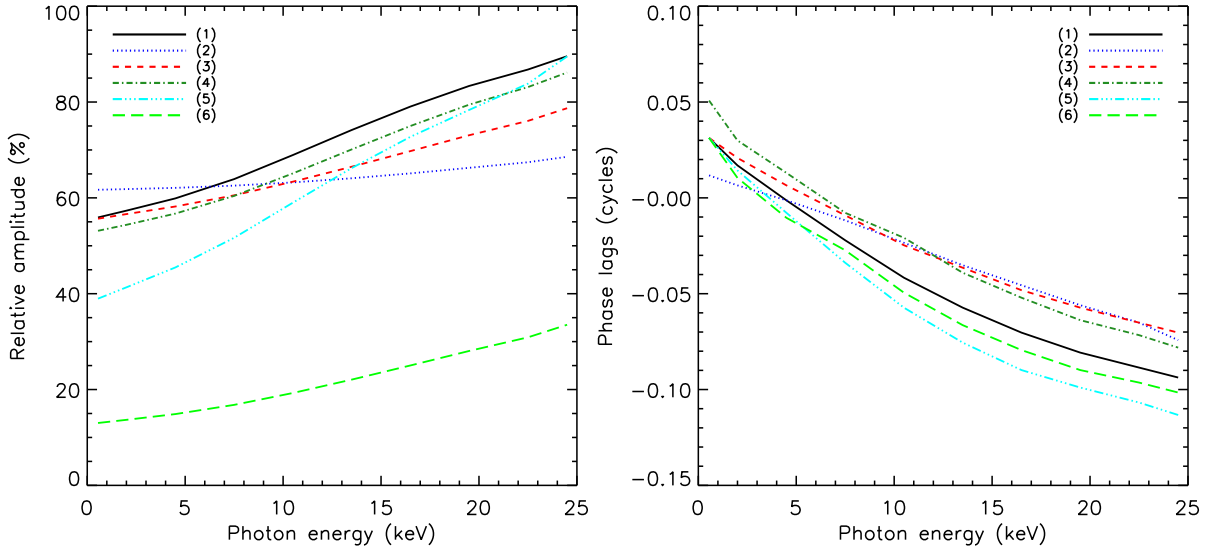


FIGURE 3.15 – AJOUTER VALEUR DE FREQUENCE Calcul de la dépendance en énergie de l'amplitude relative et des retards de phase. Le cas (1) a les paramètres suivants : $M=1.6 M_{\odot}$, $R=12$ km, $\nu=600$ Hz, $i_{obs}=45^{\circ}$, $\theta_0=45^{\circ}$, $\rho_0=10^{\circ}$, $D=6$ kpc et $kT_0=2$ keV. Pour comparer, les autres cas ne font varier qu'un seul paramètre à la fois. Le cas (2) modifie la fréquence à 200 Hz. Pour le cas (3), $kT_0=3$ keV. Pour cas (4), $\rho_0=30^{\circ}$. Pour le cas (5), la compacité augmente avec [$M=1.8 M_{\odot}$, $R=9$ km] et finalement le cas (6) modifie les conditions d'observation avec [$i_{obs}=30^{\circ}$, $\theta_0=15^{\circ}$].

3.4.2 Impossibilité de générer des *hard lags* ?

En poussant les paramètres à leurs valeurs extrêmes, le modèle de tache construit ne permet pas a priori de générer des *hard lags*. Néanmoins, les observations effectuées à ce jour sur les oscillations de sursauts ou plus marginalement sur les pulsations d'accrétion de l'émission persistante font apparaître des *hard lags*, ce qui est en conflit avec le modèle *hotspot*. Pour expliquer cela, des éléments viennent s'ajouter au modèle.

Par exemple, Cui *et al.* (1998), Poutanen et Gierliński (2003) et Falanga et Titarchuk (2007) évoquent les effets de la couche de diffusion électronique présente au dessus de la surface. Il en résulterait une double composante (corps noir + Compton) dans le spectre responsable d'une inflexion dans la pente des retards de phase, donnant lieu à un *hard lag* apparent. Pour schématiser, on peut considérer que les photons de haute énergie qui contribueraient très peu au spectre au-delà d'une dizaine de keV subissent un nombre de diffusions très important les forçant à parcourir un trajet plus long et sont ainsi retardés avant de "s'échapper" de la couronne.

Sazonov et Sunyaev (2001) interprètent l'apparition de ces retards *mous* ou *durs* en tenant compte du mouvement du disque d'accrétion. La révolution du disque dans le sens de rotation de l'étoile permettrait à l'émission diffusée de précéder l'émission primaire incidente et vice versa. Plus largement, il est aussi suggéré que les processus d'accrétion, s'ils ne cessent pas durant l'explosion thermonucléaire masquent la production de *lags*. Dans cette situation, aucune tendance ne serait significative, ce qui mettrait un point d'arrêt à cette question.

Lee et Strohmayer (2005) ont étudié le modèle d'émission par excitation des modes de surface et ont montré que les décalages produits sont pour la plupart des configu-

rations des *hard leads*, mais que des *hard lags* pouvaient tout de même être générés sous certaines valeurs d'inclinaison de l'observateur ou de rayon de l'étoile.

Finalement, **Watts et Strohmayer (2006)** suggèrent que les modèles "mono-température" actuels ne sont pas suffisamment réalistes pour expliquer les observations des sursauts X et proposent d'explorer un gradient de température à la surface de la région chaude du sursaut, lié par exemple au temps de refroidissement des produits issus de la combustion et à l'apport de matière accrétée selon la latitude. En proposant un gradient positif vers l'extérieur de l'étoile, ils arrivent à se rapprocher des observations. Toutes ces propositions montrent que la modélisation des sursauts X et des oscillations est en évolution.

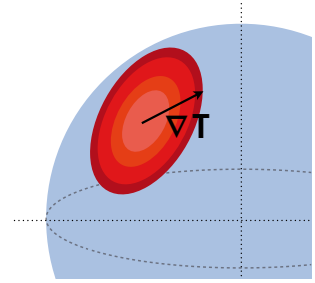


FIGURE 3.16 – Modèle de tache chaude à gradient de température (Watts et Strohmayer, 2006).

3.5 Résumé

Ce chapitre a été consacré à l'élaboration d'un modèle d'oscillations périodiques durant les sursauts X des étoiles à neutrons⁸, sphériques ou ellipsoïdales, à la présentation du cadre théorique, des effets physiques et des paramètres qui entrent dans la modélisation. Le Chapitre 2 a montré que les profils d'oscillations détectés pouvaient avoir des formes diverses et des amplitudes relatives très variables. J'ai donc ensuite analysé l'influence des paramètres de la simulation sur la création d'asymétrie dans la forme des profils et sur l'amortissement des oscillations. Il fallait aussi faire la distinction entre les paramètres que l'on qualifie d'intrinsèques à l'étoile (fréquence, masse, rayon et donc compacité), de géométriques (distance, inclinaison de l'observateur, localisation et taille de la tache) ou liés à l'émission (température de surface de la tache et distribution angulaire de l'émission à cause d'une atmosphère diffusante).

La compacité de l'étoile s'est avérée être un paramètre majeur dans la détermination de l'amplitude relative des oscillations en permettant la courbure des trajectoires des photons et ainsi l'accès à la face invisible de l'astre. En étudiant le contenu en signal harmonique, j'ai aussi montré que la fréquence et le rayon équatorial de l'étoile affectaient fortement l'asymétrie des pulsations, en générant des effets Doppler significatifs. L'étude des conditions d'observation de la tache a montré que des configurations favorables (position et observation équatoriales) permettaient la génération d'oscillations très significatives avec un grand contenu harmonique. Elle a aussi montré que des limites géométriques pouvaient être rencontrées dans le cas des étoiles les moins compactes caractérisées par une très forte atténuation du flux. La taille de la tache est aussi déterminante puisqu'elle caractérise directement l'asy-

8. N.B. : ce code a fait l'objet de comparaison à celui de Juri Poutanen, au sein de la collaboration *LOFT*, donnant un écart relatif inférieur à 3%, en poussant les paramètres à l'extrême. C'est un écart négligeable qui permet une exploitation des résultats. Les autres équipes qui ont participé à ce travail sont celles de Sharon Morsink, Denis Leahy, Dimitrios Psaltis, Frederick K. Lamb & Coleman Miller. Ces travaux ont été utilisés pour préparer le Yellow Book de la mission.

métrie de brillance de la surface. Le confinement d'une petite tache favorise des amplitudes amples et asymétriques. Néanmoins, un grand nombre de questions ont été soulevées concernant la propagation ou non de cette région chaude.

La prise en compte d'une atmosphère diffusante que traverseraient les photons, mais aussi de l'aplatissement des pôles de l'étoile à cause de la puissante force centrifuge des étoiles en rotation les plus rapides ont aussi montré des effets significatifs sur les courbes de lumière.

L'étude de la dépendance en énergie des temps d'arrivée et de l'amplitude relative des oscillations a montré que ces paramètres sont des tests directs du modèle *hotspot*. Leur évolution est grandement affectée par la configuration géométrique du sursaut, la température de la tache et les paramètres de l'étoile. Plus qu'un test de modèle, ces grandeurs sont donc possiblement des outils pour mesurer les paramètres du sursaut et ainsi sonder l'étoile à neutrons.

Dans le chapitre 2, la qualité des données du *RXTE/PCA* est modeste. Dans la perspective d'un ajustement de modèle, elles ne justifient donc pas pour l'instant de prendre en compte tous les effets possibles qui fournissent des corrections négligeables. Evidemment, on se doute donc que les contraintes sur les paramètres, s'il est possible d'en obtenir, seront moins significatives. La plupart des modèles, dont celui que j'expose utilisent des simplifications en considérant par exemple une tache circulaire, etc. La distribution de la température à travers la tache, uniforme ou graduelle est aussi à prendre en compte. De plus, la question de la croissance de la tache implique la modélisation possible de la dérive en fréquence observable pendant les sursauts, et notamment durant les phases de montée. Pour construire un modèle réaliste, la nature du bruit de fond, ou du moins de la composante continue observée dans les signaux oscillants doit être aussi déterminée. La question de l'existence de plusieurs taches brillantes sur la surface est légitime même s'il semble peu probable que les conditions d'allumage très particulières soient réunies simultanément en différentes localisations.

Finalement, le point clé de cette étude théorique est la mise en évidence d'une grande dégénérescence des paramètres. On peut penser que certains paramètres, à l'image de la distance, de la température de surface affectent simplement la normalisation du flux et seront plus facilement contraints. De même, la fréquence de rotation, si le lien est fait avec la fréquence des oscillations est mesurée précisément (voir Chapitre 2, Section 2.8). En revanche, la masse, le rayon, la taille et localisation de la tache ou l'inclinaison de l'observateur ont des effets similaires sur l'amplitude et l'asymétrie des profils d'oscillations. Dans le Chapitre 4, l'ajustement du modèle sera donc confronté à un espace des paramètres très conséquent. Tout de même, les ajustements pourraient tirer avantage du fait que certains paramètres (comme la masse, le rayon, la fréquence de rotation, la distance, l'inclinaison de l'observateur) sont supposés ne pas changer d'un sursaut à un autre pour une même source.

Chapitre 4

TEST DU MODÈLE ET CONTRAINTES

Sommaire

4.1	ECHANTILLONNAGE MONTE CARLO PAR CHAÎNES DE MARKOV	83
4.1.1	Chaînes de Markov	83
4.1.2	Echantillonneur <i>small world</i> et <i>priors</i>	84
4.1.3	Application aux oscillations de sursaut ?	85
4.2	SUPER-SURSAUT DE 4U 1636–536 : PREMIER AJUSTEMENT	86
4.2.1	Conditions initiales supplémentaires :	86
4.2.2	Interprétation des résultats	88
4.3	ETUDE CONJOINTE DE 5 OBSERVATIONS DE 4U 1636–536	89
4.3.1	Etat de l’art jusqu’à notre étude	90
4.3.2	Approche de notre étude	92
4.3.3	Données et analyse	92
4.3.4	Dépendance énergétique des profils d’oscillations	92
4.3.5	Ajustement du modèle	94
4.3.6	Interprétations des résultats	94
4.3.7	Evolution dynamique des <i>hard leads</i>	98
4.4	TRAVAIL SUR XTE 1814–338 EN COURS	100
4.5	RÉSUMÉ	100

Les premières contraintes sur la compacité de l'étoile en ajustant les profils périodiques des sursauts X ont été obtenues (voir par exemple [Nath et al., 2002](#); [Bhattacharyya et al., 2005](#)), d'autres utilisent le flux persistant des pulsars ([Poutanen, 2008](#)). L'avantage des oscillations de sursaut X est qu'elles s'écartent peu d'un modèle d'émission de corps noir (sans a priori d'effets majeurs supplémentaires créés par le choc de matière accrétée ou par un fort champ magnétique). Néanmoins, il convient d'affronter le problème de la dégénérescence des paramètres, de la variation des propriétés de l'émission au cours du sursaut et de la validité même du modèle de tache chaude en rotation.

L'absence de détection de fréquences harmoniques attendues par la forme asymétrique des profils d'oscillations dans les données des sursauts de type 1 n'est pas fatale pour la méthode, car cela ne remet pas en question le modèle *hotspot*. En revanche, l'absence de segments temporels qui présentent des *hard leads* (comme l'exige systématiquement le modèle) serait plus problématique.

Ce chapitre est donc une occasion de vérifier l'applicabilité du modèle de tache chaude en rotation rapide, et de mettre en place une méthode d'ajustement adaptée. En procédant à l'ajustement du modèle d'oscillations de sursauts sur les profils calculés dans les trains oscillants, on espère aussi pouvoir mesurer les paramètres de l'étoile, les caractéristiques du sursaut et la géométrie du système, pour mieux comprendre la physique sous-jacente de l'étoile à neutrons.

4.1 Echantillonnage Monte Carlo par Chaînes de Markov

Le nombre N de paramètres $\{x_i\}$ à estimer étant important, il paraît inadapté d'utiliser des méthodes classiques d'échantillonnage, consistant à essayer toutes les combinaisons possibles des x_i afin de trouver le meilleur ajustement, en construisant par exemple une hyper-surface discrétisée à N dimensions. Pour converger rapidement vers les valeurs qui donnent des ajustements significatifs, en exploitant suffisamment l'espace des paramètres, nous allons utiliser des procédés de choix aléatoires des paramètres et leurs distributions de probabilités, on parle alors de méthodes *Monte-Carlo* ([Metropolis et al., 1953](#)).

4.1.1 Chaînes de Markov

Le parcours de l'espace des paramètres se fait à la recherche de la configuration qui maximise la distribution de probabilité de tous les paramètres $\{x_i\}$ du modèle. L'ensemble des données¹ est noté $\{y_i\}$. Nous voulons aussi déterminer les régions de confiance autour des paramètres d'intérêt grâce à l'inférence bayésienne. Entre

1. En l'occurrence, les spectres résolus en phase des oscillations contenant 16 valeurs de phase pour 64 canaux en énergie.

deux déplacements, le théorème de Bayes donne :

$$p(\{x_i\}|\{y_i\}) = \frac{p(\{y_i\}|\{x_i\})p(\{x_i\})}{p(\{y_i\})} \propto p(\{y_i\}|\{x_i\})p(\{x_i\}), \quad (4.1)$$

où $p(\{x_i\})$ et $p(\{y_i\})$ représentent respectivement les probabilités que le modèle et les données soient vraies ; $p(\{x_i\}|\{y_i\})$ est la distribution de probabilité d'une hypothèse *a posteriori* étant donnée la probabilité *a priori* $p(\{y_i\}|\{x_i\})$ des données que l'on obtient par le calcul de la fonction de vraisemblance².

Dans la procédure basique, nous partons d'un point aléatoire de l'espace des paramètres. A chaque pas k , on génère un nouvel ensemble de valeurs de paramètres $\{x_i\}_{k+1}$ à partir de l'état actuel $\{x_i\}_k$. La distribution de probabilité de la valeur du pas est usuellement considérée comme gaussienne pour chaque dimension autour de la position actuelle. En calculant $p(\{x_i\}_{k+1}|\{y_i\})$, un test d'acceptation-rejet est alors effectué.

La condition d'acceptation, et donc de progression vers le nouvel état n'est permise que si la probabilité de l'hypothèse $k + 1$ sachant les données est supérieure à l'hypothèse k . Si ce n'est pas le cas, les paramètres d'essai sont rejetés et le système repart de la même configuration en générant un pas aléatoire, etc. De pas en pas, le système converge ainsi vers la configuration la plus probable en décrivant plusieurs maillons d'une chaîne que l'on nomme *chaîne de Markov*. Plus de détails sur l'algorithme généralisé sont disponibles dans [Hastings \(1970\)](#); [Ruiz de Austri et al. \(2006\)](#) et des applications pratiques dans [Verde et al. \(2003\)](#); [Puglielli et al. \(2010\)](#); [Steiner et al. \(2010\)](#).

La principale caractéristique des chaînes de Markov est que le "temps" passé dans une région est proportionnel à la fonction de densité de probabilité dans cette région. Les distributions peuvent donc être reconstruites en produisant simplement l'histogramme des différents pas pour chaque paramètre (marginalisation). Il est à noter que les probabilités concernant l'état d'essai sont indépendantes de l'état présent, on dit que les chaînes de Markov n'ont pas de mémoire. La méthode demande relativement peu de connaissances sur la distribution des paramètres à estimer. Néanmoins, le point de départ pouvant être aléatoire, le système peut passer beaucoup de "temps" dans des configurations où la probabilité est faible avant de se concentrer dans des régions où elle est élevée. On parle de période de *burn-in* que l'on exclue généralement de l'interprétation des estimations.

La convergence s'achève lorsque les chaînes sont constituées d'un nombre de points suffisant pour construire les distributions de probabilité *a posteriori* (et obtenir les niveaux à 1 et 2 σ).

4.1.2 Echantillonneur *small world* et priors

La taille du pas est importante car s'il est trop grand, le taux de rejet sera trop grand. S'il est trop petit, le taux d'acceptation sera très grand mais l'espace des pa-

2. ici $L(X) = \exp(-\frac{\chi^2(X)}{2})$ car l'on s'attend à ce que les paramètres soient distribués selon des lois gaussiennes.

ramètres sera peu exploré. Dans les deux cas, la convergence mettra du temps à se faire. Avec cette description, il n'est pas exclu non plus que le système se trouve "coincé" dans un maximum de probabilité local. Afin de remédier à cela, il faut permettre au système de procéder sous certaines conditions à des pas longs dans la totalité de l'espace, il s'agit de l'échantillonneur *small world* (Watts et Strogatz, 1998; Guan *et al.*, 2006). La taille du pas est donc choisie en fonction de la probabilité de l'état à partir duquel le saut va se faire. En gros, la probabilité de faire un grand saut est d'autant plus faible que la probabilité de l'état est grande. Cette technique permet d'arriver rapidement dans une zone de maximum local (en réduisant la période de *burn-in*) tout en permettant au système de faire des combinaisons des $\{x_i\}$ éloignées du maillon présent.

Si nos connaissances sur les paramètres sont suffisantes, les chaînes de Markov permettent aussi d'introduire des distributions de probabilité préalables (*priors*), pour chacun des paramètres, sans tenir compte du modèle ou des données. Le théorème de Bayes incorpore ces *priors* dans le terme $p(\{x_i\})$ dans le calcul des probabilités *a posteriori* (consulter Ruiz de Austri *et al.*, 2006; Handberg et Campante, 2011, pour plus de détails).

Finalement, il est possible de lancer plusieurs chaînes MCMC. Une fois un nombre de pas suffisant effectué, celles-ci sont fusionnées pour construire les distributions marginalisées des paramètres d'intérêt.

4.1.3 Application aux oscillations de sursaut ?

En explorant une grille de valeurs de masses et de compacités, la méthode d'ajustement des profils d'oscillations est constituée de chaînes de Markov afin d'estimer les autres paramètres libres. Dans chaque cas, le profil d'oscillations calculé provient du segment temporel qui maximise la signification statistique (voir 2.8). Les données que nous avons utilisées pour l'ajustement donnent les taux de comptage répartis sur 16 valeurs de phase et l'association au canal en énergie de détection correspondant (64 au total). On parle de spectres résolus en phase.

Le modèle utilise quant à lui le code de *ray-tracing* (voir Chapitre 3) pour générer les profils d'oscillations théoriques (en photons $\text{s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{keV}^{-1}$). Pour chaque phase rotationnelle, nous convoluons ensuite le spectre du flux par la matrice de réponse du PCA associée à l'observation³, pour obtenir le nombre de coups attendu dans chaque canal en énergie. L'ajustement se réduit donc à comparer les modèles aux données dans l'espace des coups. Au départ, les paramètres libres sont donc ceux de la modélisation (voir 3.2.1). Nous ajoutons un décalage de phase initial ϕ_0 (à imposer au profil théorique pour coïncider avec la courbe de lumière observée). Enfin, en plus des photons modulés, il faut tenir compte des photons non modulés (émission du reste de l'étoile, émission persistante et bruit de fond instrumental), en attribuant une composante continue à chaque canal énergétique (voir Figure 4.1)⁴.

3. $C(n) = \int_0^\infty F(E)R(n, E)dE$, où $C(n)$ est le nombre de coups attendus dans le canal n , $F(E)$ est le spectre du flux "réel" en fonction de l'énergie E des photons, et $R(n, E)$ la matrice de réponse de

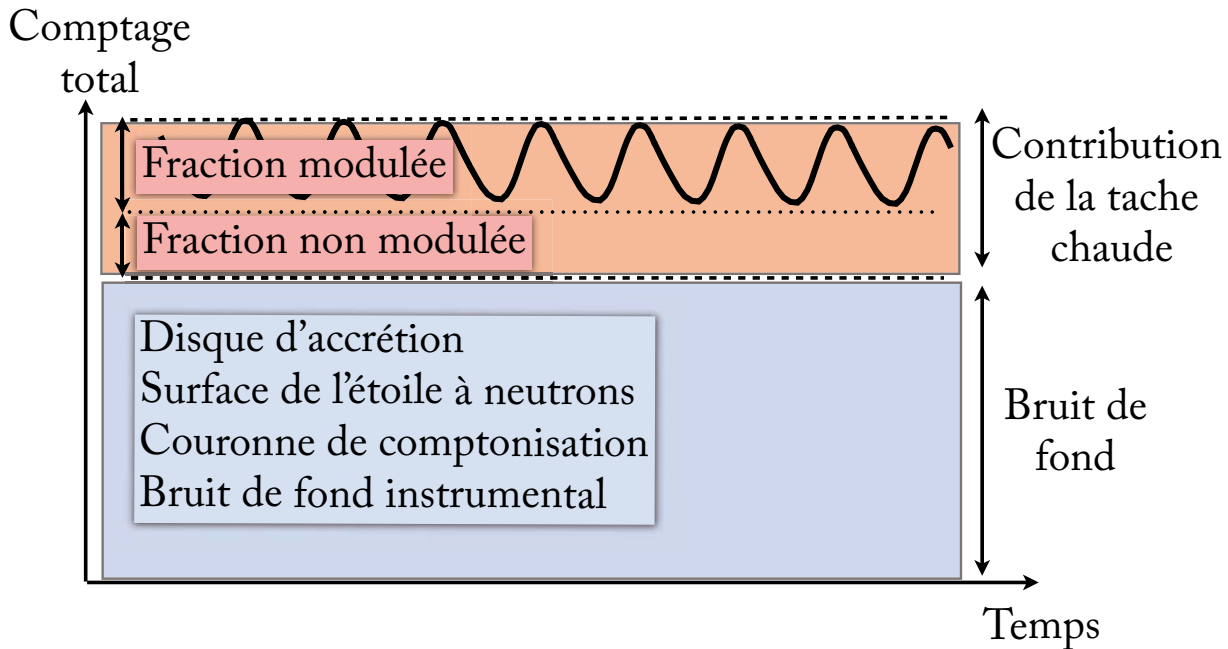


FIGURE 4.1 – Illustration des contributions diverses dans les courbes de lumière d'un signal oscillant de sursaut X.

4.2 Super-sursaut de 4U 1636–536 : premier ajustement

L'analyse du super-sursaut de la source 4U 1636–536 (voir 2.8.2), a montré un signal oscillant très long et très cohérent au début de la phase de décroissance. Le profil des oscillations calculé provient du second train d'oscillations, le plus significatif. Cette première étude est le fruit d'un travail de collaboration non publié entrepris en 2012 avec M. Coleman Miller, Stratos Boutloukos et Didier Barret.

4.2.1 Conditions initiales supplémentaires :

Les paramètres libres de l'ajustement sont nombreux. Afin d'optimiser la recherche du maximum de vraisemblance, nous déterminons certains d'entre eux au préalable par des méthodes indépendantes.

Fréquence de rotation

Le modèle de tache chaude en rotation accepte implicitement l'hypothèse que la fréquence des oscillations est la fréquence de rotation. Or cette dernière est très

l'instrument qui donne la correspondance entre l'énergie et les canaux.

4. Les études à ce jour préféraient soustraire le taux de comptage moyen de l'émission qui précède le sursaut aux profils d'oscillations calculés, en supposant qu'elle reste inchangée au cours du sursaut. Mais les sursauts X les plus lumineux sont susceptibles d'altérer le flot d'accrétion (Miller et Lamb, 1996). Cette soustraction introduit donc des erreurs systématiques.

précisément mesurable dans le cas du super-sursaut, où la dérive en fréquence est très faible (voir 2.8.2). Ce paramètre est donc considéré comme fixé.

Température de couleur et bruit de fond :

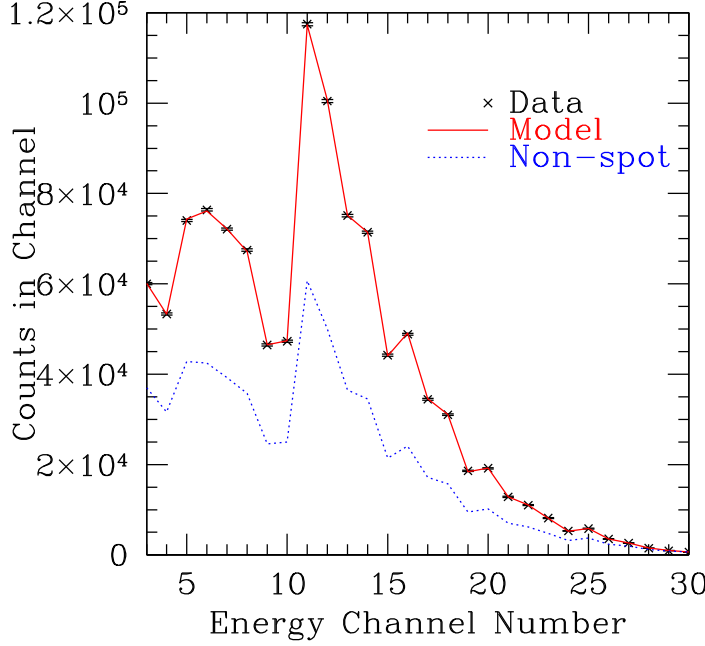


FIGURE 4.2 – Spectre d’émission total du signal oscillant du super-sursaut en fonction du canal énergétique du *RXTE/PCA*. Les données, le modèle ajusté et la contribution ne provenant pas de la tache sont représentés.

Savoir comment traiter l’émission qui ne provient pas de la tache chaude est une question importante. Les contributions peuvent venir du disque d’accrétion, de la surface du reste de l’étoile, de la couronne de comptonisation ou d’un bruit de fond instrumental (Figure 4.1). Pour être conservatif, il faut donc estimer la composante non modulée à ajouter dans chaque canal d’énergie pour maximiser la valeur du logarithme de vraisemblance. Or, au lieu d’autoriser n’importe quelle valeur, nous avons des informations sur cette contribution non modulée en ajustant le spectre cumulé du signal oscillant par un modèle adéquat et un bruit de fond instrumental. Ce modèle est composé d’un spectre d’émission de planck, décrit dans 3.1.2, et d’un corps noir de disque. De plus, nous incluons la possibilité d’une raie d’émission du fer (Cottam *et al.*, 2002) et d’une absorption photoélectrique par le milieu interstellaire (voir Figure 4.2). En faisant cela, l’ajustement donne une très bonne valeur de χ^2 (15 pour 18 degrés de liberté). Nous obtenons ainsi la valeur de la température de couleur, le niveau d’absorption de la tache ainsi que la contribution complémentaire de l’étoile qui ne concerne pas la tache.

La température de couleur kT_c^{obs} du spectre observé est égale à 2.17 keV⁵. La température de couleur de la tache kT_c est décalée vers le rouge gravitationnellement et donc déterminée par les paramètres M et R (pour rappel, $kT_c^{obs} = kT_c \sqrt{1 - 2GM/c^2 R}$).

En considérant ce spectre d’émission, nous utilisons ici simplement les canaux en énergie 3 à 30 inclus (0, 1, 2 sont supposés de mauvaise qualité statistique alors

5. A titre de comparaison, la température de couleur du pic du sursaut est déterminée à 2.47 keV.

qu’au-delà de 30, les taux de comptage sont dominés par le bruit de fond). D’après la matrice de réponse créée à partir des fichiers d’évènements, la bande d’énergie correspondante est ici 3.3-25.7 keV⁶. Pour la contribution complémentaire, nous pouvons donc imposer dans chaque canal énergétique les valeurs issues du meilleur χ^2 , ce qui soustrait 28 paramètres libres de l’ajustement des profils d’oscillations.

Distance :

Parmi les paramètres libres restants, nous maximisons la vraisemblance des données en définissant le modèle comme une fonction de la distance. Pour cela, nous utilisons les résultats de l’analyse de [Galloway et al. \(2006\)](#) où la distance de 4U 1636–536 est estimée à $D_0 = (6.0 \pm 0.5)(M/1.4M_\odot)^{1/2}$ kpc. L’écart-type étant égal à $\sim 0.1 D_0$, la quantité $0.5(D - D_0)^2/(0.1D_0)^2$ est donc soustraite du logarithme de vraisemblance avant de le maximiser.

4.2.2 Interprétation des résultats

La procédure d’ajustement est maintenant détaillée : pour une paire de valeurs rayon-compacité (M, u) ⁷, la température de surface kT_0 est fixée grâce à la valeur de température de couleur redshiftée kT_c^{obs} observée sur le spectre cumulé (ici 2.17 keV). Les chaînes MCMC nous permettent ensuite d’explorer les valeurs de vraisemblance à différentes combinaisons des autres paramètres : inclinaison de l’observateur, co-latitude et rayon angulaire de la tache (en faisant toujours l’hypothèse d’une fonction de diffusion de type Hopf, voir 3.1.2). Une fois la configuration optimale atteinte, un test de χ^2 permet de quantifier la vraisemblance de l’ajustement. Sur la Figure 4.3, je représente les valeurs minimales de χ^2 en fonction de la compacité de l’étoile.

Le nombre de données total de cet ajustement s’élève à $16 \times 28 = 448$. Pour chaque paire (M, u) , le nombre de paramètres à ajuster s’élève à 4 (les angles listés précédemment mais aussi le décalage de phase global). En ôtant 28 degrés de liberté en fixant l’émission ne provenant pas de la tache chaude, il en reste donc 416. Techniquement, les ajustements présentent des valeurs de χ^2 comprises entre 428 et 431.5, ce qui veut dire qu’ils sont de bonne qualité (pour chaque paire) et que la procédure fonctionne. Mais ces valeurs sont plutôt uniformes, ce qui signifie que quantitativement, nous ne pouvons pas déterminer les meilleures masse et compacité. Aucune contrainte significative sur les équations de la matière dense ne s’extraie du spectre résolu en phase du super-sursaut de 4U 1636–536⁸. Pour ce super-sursaut, les données du PCA ne sont donc pas suffisamment précises.

Nous pourrions ensuite aller plus loin en marginalisant la probabilité postérieure de la distribution sur les angles pour chaque couple (M, u) . Cependant, avec des différences de probabilité si petites, nous découvririons que nos résultats sont très

6. Cette étude antérieure à tous les autres résultats de cette thèse n’exploitait pas la bande en énergie 2-23 keV. Aussi, la recherche de la fenêtre qui maximisait la détection utilisait des critères différents, sa durée est ici de l’ordre de 120 s.

7. Je rappelle que $u = 2GM/Rc^2$ est une grandeur sans dimension.

8. Aucun contour clos ne se dessine dans le diagramme masse-rayon.

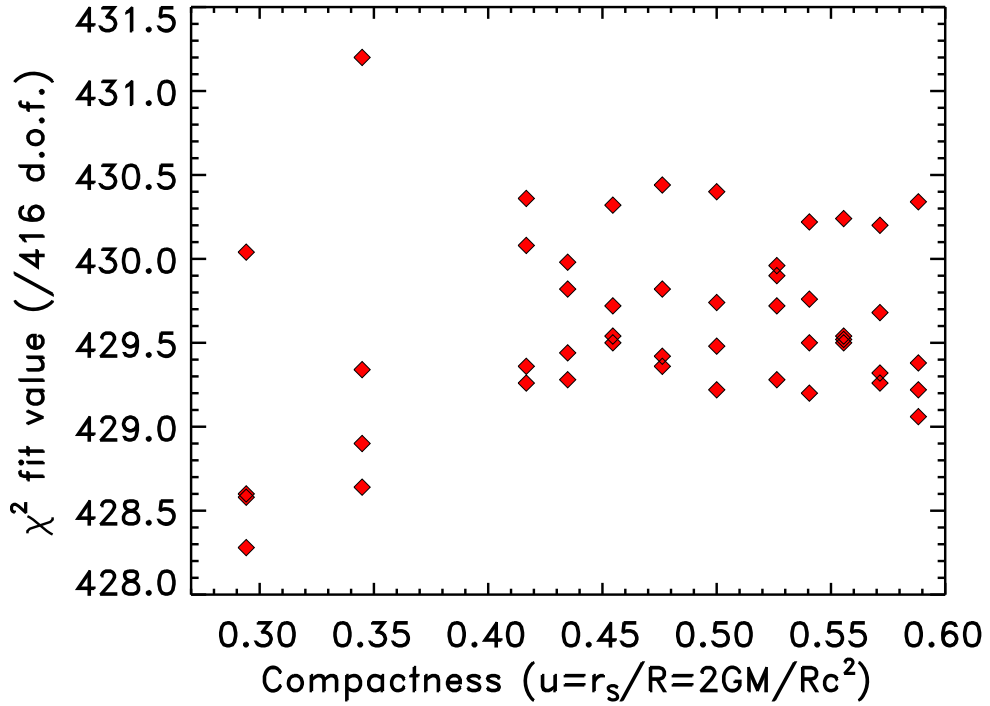


FIGURE 4.3 – Valeurs du test de χ^2 de l'ajustement, en fonction de la compacité de l'étoile, pour 416 degrés de liberté.

sensibles aux distributions de probabilité préalables (*priors*). Nous avons fait ici l'hypothèse par défaut que tous les angles sont équi-probables sur leur espace de définition. Or, il est possible que la distribution des priors soit en réalité plus centrée vers l'équateur ou vers les pôles, mais dans tous les cas, ces informations sont indisponibles.

4.3 Etude conjointe de 5 observations de 4U 1636–536

NOTE : Une partie de cette section est adaptée de "*Testing the rotating hotspot model using X-ray burst oscillations from 4U 1636–536*" de Romain Artigue, Didier Barret, Frederick K. Lamb, Ka Ho Lo et M. Coleman Miller, publié dans *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society : Letters*, Volume 433, Issue 1, p.L64-L68 (voir l'Annexe B).

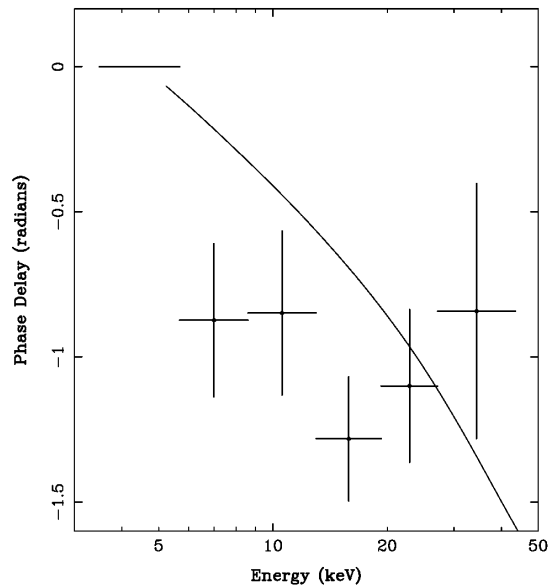
L'ajustement des profils d'oscillations du super-sursaut n'a pas contraint les paramètres de l'étoile à neutrons car la statistique était insuffisante. Le super-sursaut bénéficie pourtant de sa très longue durée à un taux de comptage important, mais l'amplitude relative moyenne de la modulation est très faible (proche de 1.6%). Les signaux détectés dans les sursauts de type 1 de 4U 1636–536 ne durent pas plus

de quelques secondes. De plus, des dérives en fréquence importantes doivent être prises en compte. Néanmoins, le travail que nous effectuons maintenant consiste à combiner les données provenant de différents sursauts pour mesurer les paramètres de l'étoile. Nous avons vu qu'un grand nombre d'oscillations de bonne qualité est détectée durant la phase de décroissance des sursauts. Outre ce travail d'ajustement, cette section est aussi destinée à tester le modèle en analysant les conséquences directes des effets Doppler et de la modulation : la présence de *hard leads*.

4.3.1 Etat de l'art jusqu'à notre étude

Les études portant sur le comportement des pulsations périodiques de l'émission persistante des pulsars accréteurs en fonction de l'énergie, ont souvent reporté l'existence de "*hard leads*" (voir Cui *et al.*, 1998; Gierliński *et al.*, 2002; Galloway *et al.*, 2002; Kirsch *et al.*, 2004; Galloway *et al.*, 2005; Gierliński et Poutanen, 2005; Papitto *et al.*, 2010). Tous ces résultats sont un argument fort en faveur de l'utilisation du modèle de tache chaude en rotation dans le cas des pulsations d'accrétion. La littérature concernant les sursauts X sur le sujet est beaucoup plus mince. Jusqu'à présent aucune d'entre elles n'a permis de montrer de résultats significatifs, je décris donc l'état de l'art tel qu'il était jusqu'à notre étude :

FIGURE 4.4 – Calcul des retards de phase du sursaut de Aql X-1 par Ford (1999).



Ford 1999 et Strohmayer 2000

Dans la sous-section 3.4.1, le modèle de tache chaude en rotation a prédit sans équivoque que les oscillations du flux de photons à haute énergie doivent parvenir à l'observateur plus tôt que celles de plus basse énergie. Dans les cas extrêmes, on peut s'attendre à des avances de l'ordre de 0.15 cycles pour des photons dont l'énergie est proche de 20 keV par rapport à des photons d'énergie voisine de 2 keV. Avec les données de *RXTE/PCA*, Ford (1999) constata avec des incertitudes acceptables une telle avance des photons "*durs*" en analysant les oscillations de la queue d'un sursaut de Aql X-1 (Figure 4.4).

Strohmayer (2000) examina les signaux provenant de 4 sursauts de 4U 1702–429, corrigés de leur dérive en fréquence. En ajustant le spectre de l'émission par un corps noir pendant l'apparition des oscillations, il démontra que la température de couleur n'était pas constante au cours d'un cycle, suggérant donc que l'énergie moyenne des photons détectés variait en fonction de la phase (voir aussi Strohmayer *et al.*, 1999). Néanmoins, aucune asymétrie évidente introduite par les effets Doppler

n'a pu être mesurée par des retards de phase à cause d'un rapport signal sur bruit limité, même en sommant les données des 4 sursauts.

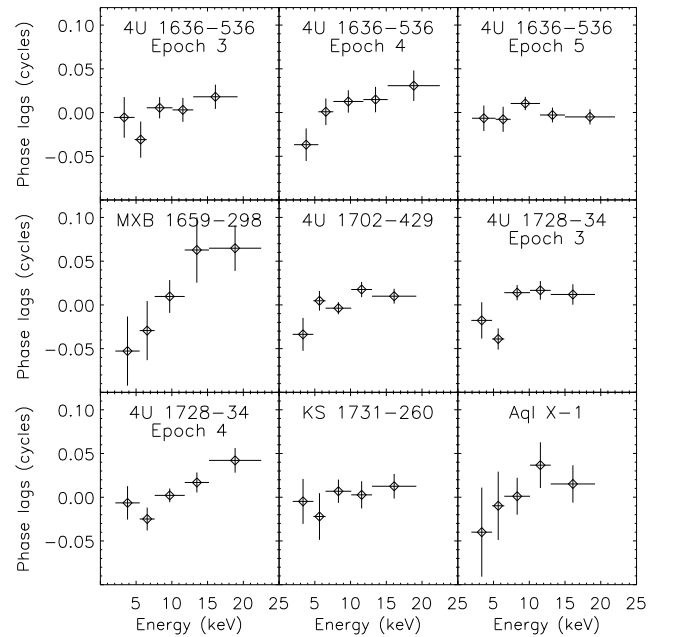
Muno et al. 2003

Muno, Özel, et Chakrabarty (2003) ont mené une étude sur un large échantillon, en analysant 51 trains d'oscillations détectés dans les phases décroissantes des sursauts de type 1 de 6 étoiles à neutrons. Pour chaque étoile, ils ont produit les profils d'oscillations moyens par empilement de phases. Ils ont ensuite mesuré la phase absolue de chaque profil par ajustement linéaire de sinusoides (calcul des moindres carrés), dans différentes bandes en énergie. Bien que les incertitudes sur les phases des profils étaient relativement larges, ils ont mis en évidence une variation de la phase en fonction de l'énergie du photon dans 13 des 51 trains d'oscillations. Parmi les 13 trains, 7 d'entre eux ont montré des variations de phase aléatoires alors que les six autres montraient une tendance sans retard significatif ou à la limite en faveur d'un retard léger des photons "durs".

Pour une étoile donnée, Muno et al. (2003) groupèrent ensuite ces profils résolus en énergie selon l'époque de gain du PCA de l'observation (voir 2.1.2) et firent la moyenne des profils dans chaque groupe. Il montrèrent que 4 des 9 profils résolus en énergie présentent des phases croissantes avec l'énergie (Figure 4.5), c'est-à-dire des *hard lags*, en conflit avec le modèle *hotspot* simple. Pour expliquer cela, ils mettent en cause la comptonisation que subissent les photons dans l'atmosphère diffusante.

Finalement, il apparaît que la méthode même qui consiste à étudier les sursauts conjointement en faisant la moyenne des données provenant de chaque sursaut individuellement est critiquable. En effet, d'un sursaut à un autre, même s'ils sont peu espacés dans le temps, la configuration de l'allumage, c'est-à-dire, la position de la tache, sa température et sa taille à la surface de l'étoile peuvent varier. Il en résulte que les profils moyens d'oscillations ne sont plus identiques (voir Section 3.3), même si tous les autres paramètres sont constants. Il n'est donc pas possible de combiner, de sommer de faire la moyenne des ces profils pour prétendre augmenter le rapport signal sur bruit. L'étude qui va suivre est inspirée du travail Muno et al. (2003) mais tient compte de ces limitations.

FIGURE 4.5 – Calcul des retards de phase durant les sursauts de différentes sources par Muno et al. (2003).



4.3.2 Approche de notre étude

Dans [Artigue et al. \(2013\)](#), nous analysons donc individuellement à nouveau un sous-échantillon des sursauts étudiées par [Muno et al. \(2003\)](#). Il s'agit des oscillations observées dans les queues de quatre sursauts de type 1 de l'étoile 4U 1636–536, durant l'époque de gain 4 du *PCA* (du 22/3/1999 au 12/5/2000). C'est dans ce sous-ensemble que la somme des profils moyens a fourni la plus forte évidence pour une avance des photons "mous" (i.e., de basse énergie), incompatible avec le modèle de tache chaude en rotation (voir le panneau supérieur central de la Figure 4.5. Nous ajoutons à l'échantillon, le spectre résolu en phase des oscillations du super-sursaut de 4U 1636–536 (observé durant l'époque 5).

Dans cette partie, nous refusons de cumuler les données provenant de sursauts différents, pour les raisons que nous venons de citer, néanmoins, afin d'optimiser l'estimation des paramètres, nous procéderont à l'ajustement conjoint de ces profils d'oscillations par le modèle de tache chaude, en tenant compte du fait que la masse, le rayon, la distance, la fréquence de l'étoile et l'inclinaison de l'observateur ne changent pas d'un sursaut à un autre. En revanche, la position, la température et la taille de la tache peuvent changer.

4.3.3 Données et analyse

Nous suivons [Muno et al. \(2003\)](#) en utilisant cinq intervalles d'énergie s'étalant approximativement jusqu'à 23 keV⁹, mais aussi en analysant les oscillations pendant les queues décroissantes des sursauts plutôt que pendant les portions croissantes.

Pour chaque sursaut, nous utilisons le temps de début et la durée du segment du sursaut qui maximisent la signification statistique des oscillations de l'étude du Chapitre 2 (détails dans le Tableau 2.2). La dérive en fréquence associée à chacun de ces signaux est elle aussi prise en compte. Or, après plusieurs vérifications, il se trouve que les retards de phases (et les barres d'erreurs associées) mesurés en utilisant différents modèles d'évolution de la fréquence sont tous cohérents avec les modèles supposant une fréquence constante.

La recherche précise de la fréquence de ces oscillations durant chaque segment, se fait par *epoch folding*. Le tableau 4.1 récapitule donc le temps de début, la durée du segment et la fréquence d'oscillation moyenne la plus probable, pour les 5 observations. Nous pouvons donc désormais travailler sur ces segments isolés.

4.3.4 Dépendance énergétique des profils d'oscillations

Les profils moyens correspondants sont donc construits dans les cinq intervalles d'énergie. Afin de calculer les retards de phase des profils selon l'énergie des photons, la démarche est similaire à celle que nous décrivons dans 3.4.1. Or, le nombre de phases disponibles est limité (16 dans ce cas), il est donc impossible de repérer

9. Les canaux du *PCA* correspondants sont 3-7, 8-11, 12-16, 17-20, 21-27. Au-delà, le bruit de fond domine le signal. En-deçà, la réponse du *PCA* est de mauvaise qualité.

TABLE 4.1 – Propriétés des segments maximisant la détection des oscillations des sursauts de 4U 1636–536 analysés.

ObsID	Start time	Duration (s)	Mean Frequency (Hz)
40028-01-06-00	171611735.014	3.260	$580.40^{\pm 0.12}$
40028-01-08-00	172366987.063	1.301	$580.56^{\pm 0.30}$
40030-03-04-00	172431061.302	1.926	$580.42^{\pm 0.20}$
40031-01-01-06	172609556.020	2.645	$581.12^{\pm 0.13}$
50030-02-08-01	225479593.957	149.251	$581.969^{\pm 0.003}$

la phase d'arrivée précise du maximum d'émission. Nous déterminons les phases 0 (positions du flux maximum) du profil d'oscillation bolométrique (c'est-à-dire de la bande 2-23 keV) et des profils associés aux différents intervalles d'énergie en leur ajustant un modèle de sinusoïde.

Les paramètres du modèle mis en jeu lors de cet ajustement sont la phase, l'amplitude relative et la composante continue¹⁰. Nous estimons les incertitudes à 1σ pour chacun des paramètres en utilisant l'approche standard, à savoir le calcul de l'écart qui vérifie $\Delta\chi^2 = 1$ par rapport au meilleur ajustement.

Tout en suivant l'approche de *Muno et al. (2003)*, nous utilisons les valeurs de paramètres de notre modèle de sinusoïde alors ajustée pour déterminer la différence de phase entre un profil d'oscillation d'un intervalle donné et le profil d'oscillation bolométrique (utilisé comme référence). Les profils d'oscillations calculés dans chaque bande d'énergie sont représentés à la fin de ce chapitre. En complément, nous calculons aussi les phases relatives en effectuant une intercorrélation (*cross-correlation*) entre les profils. Finalement, ces résultats sont cohérents avec les résultats provenant de l'ajustement des sinusoïdes.

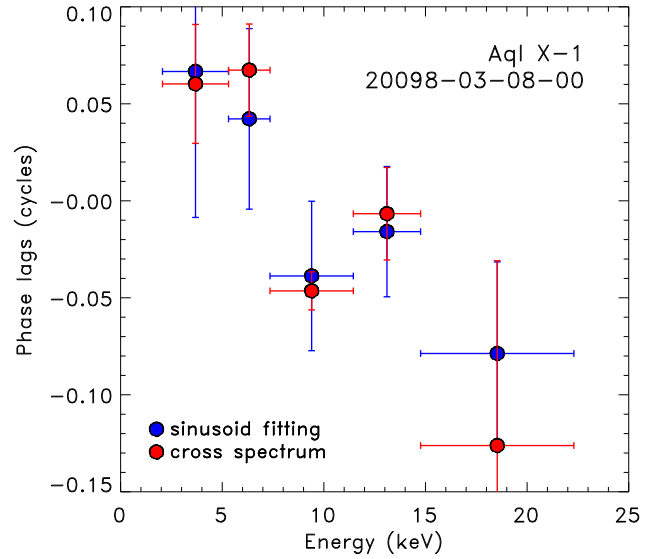


FIGURE 4.6 – Calcul des retards de phase dans les oscillations de la queue d'un sursaut de Aql X-1.

A titre de test, nous avons appliqué les deux méthodes afin de confirmer l'avance des photons "durs" sur les photons "mous" découverte par *Ford (1999)* pour un train d'oscillations durant 4.5 secondes, observé dans la queue d'un sursaut de Aql X-1 (Figure 4.6) qui oscille à presque 550 Hz.

La Figure 4.7 présente les résultats des valeurs de phase des profils d'oscillations en fonction de l'énergie des photons. En effectuant plusieurs tests, nous avons

10. La fonction ajustée est du type $f(\phi) = A + B \sin(\phi - \phi_0)$.

constaté que ces résultats (en terme de valeurs et d'incertitudes des retards) sont peu sensibles à de petits changements dans les temps de début et durées des segments ainsi qu'au choix de la fréquence des oscillations. Dans cette figure, un retard négatif implique que le maximum de l'oscillation dans ce domaine d'énergie, arrive en moyenne avant le maximum de l'oscillation du profil bolométrique. Un retard positif signifie l'inverse. Comme expliqué plus tôt, un simple modèle de tache chaude en rotation prédit un retard négatif qui s'accroît avec l'énergie. Même si les barres d'erreurs sont grandes, nous distinguons que les ObsIDs 40030-03-04-00 et 50030-02-08-01 ont tendance à présenter des *hard leads* alors que c'est l'inverse dans le cas 40028-01-06-00. Le comportement des deux autres est beaucoup moins significatif.

4.3.5 Ajustement du modèle

Afin de vérifier si le modèle de tache chaude circulaire uniforme fixée à la surface d'une étoile en rotation peut-être en accord avec les données de l'échantillon, nous procédons à son ajustement sur chacun des profils. Des contraintes sur les paramètres de l'étoile sont aussi espérées à l'issue de cet ajustement conjoint. La méthode est très similaire à celle qui est décrite dans la Section 4.2 sauf que nous nous concentrons sur les canaux en énergie (3-27). En ajustant ce modèle, la masse, le rayon, l'inclinaison de l'observateur sont considérés communs aux cinq sursauts, mais la colatitude du centre de la tache, sa taille angulaire et la température de couleur sont autorisées à varier d'un sursaut à un autre. Nous imposons aussi des conditions initiales préalables : la distance doit être égale à $(6.0 \pm 0.5)(M/1.4M_{\odot})^{1/2}$ kpc (de Galloway *et al.*, 2006) ; l'angle d'inclinaison de l'observateur doit être éloigné des pôles sans être dans le plan équatorial (Pandel *et al.* (2008), en accord avec la contrainte $36^{\circ} < i_{\text{obs}} < 74^{\circ}$ de Casares *et al.* (2006) obtenue par la mesure de l'élargissement Doppler de la raie NIII). Le processus génère aussi un modèle ajusté de bruit de fond pris en compte dans les incertitudes des estimations.

4.3.6 Interprétations des résultats

Sur la Figure 4.7, nous superposons donc les résultats du meilleur ajustement du modèle qui donnent une étoile dont la masse est de $1.5 M_{\odot}$ et le rayon de 8.8 km, l'inclinaison de l'observateur par rapport l'axe de rotation stellaire est de 56° , et la distance égale à 6.5 kpc.

- en terme de validité du modèle :

L'ajustement du modèle est contenu dans 76% (19 sur 25) des régions de confiance à 1σ . Pour cet ajustement conjoint, les statistiques gaussienne et donc du χ^2 ne sont plus appropriées car le nombre de coups est parfois très faible voire nul dans certain(e)s canaux(phases). Nous utilisons donc la statistique de Cash¹¹ (Cash, 1979,

11. qui se calcule en additionnant, pour chaque élément dont le taux de comptage est non nul, la quantité suivante : $2[m - d + d(\ln(d) - \ln(m))]$ où d est le nombre de coups observé dans l'élément (bin)

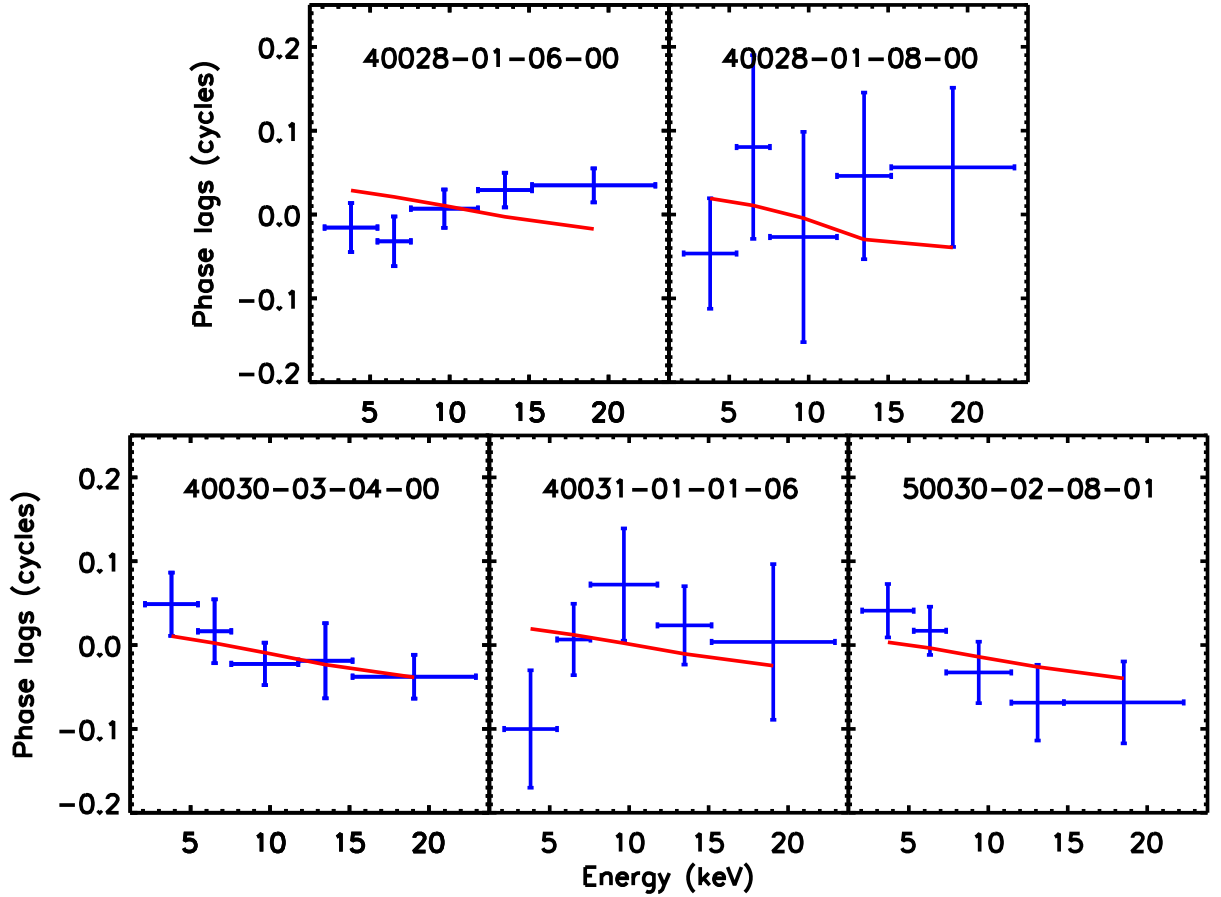


FIGURE 4.7 – Nous présentons ici les retards de phases calculés pour les oscillations détectées dans les queues de cinq sursauts X de l'étoile 4U 1636–536 (points de données et barres d'erreur) ainsi qu'un ajustement joint d'un simple modèle de tache chaude circulaire en rotation sur toutes les données (courbes solides). Ce modèle est consistant avec les données, pour les raisons suivantes : les courbes du modèle ajusté passent à travers 19 des 25 (soit 76%) intervalles de confiance à 68% – les écarts des points de données par rapport au modèle aussi grand ou plus importants que ceux montrés sont attendus dans environ 44% des réalisations, si le modèle est correct. Bien que les écarts des données à la courbe du modèle dans le panneau supérieur gauche puisse à première vue apparaître significatifs, de telles différences sont attendues dans 1/7 des cas, si le modèle est correct. Les valeurs des phases des points de données et du modèle présentées ici sont toutes les deux relatives à la phase zéro de référence, déterminée par le flux maximum du profil d'oscillations bolométrique observé. Chaque panneau montre les données et l'ObsID pour chacun des cinq sursauts. Les barres d'erreurs horizontales indiquent les bandes d'énergie alors que les barres d'erreurs verticales montrent les incertitudes à 1σ déterminées en ajustant une sinusoïde aux profils. En ajustant conjointement le modèle de tache chaude en rotation, la masse, le rayon, l'angle d'inclinaison de l'observateur et la distance à l'étoile sont fixés pour les cinq sursauts, mais la latitude de la tache, son rayon et sa température de couleur sont autorisés à varier d'un sursaut à un autre (cf. texte pour plus de détails).

usage dans *XSPEC*) qui est ici égale à 1859 pour 1850 degrés de liberté. Si nous traitons cela comme une distribution de χ^2 , alors (si le modèle est correct) nous trouverons un $\chi^2 \geq 1859$ pour 1850 degrés de liberté dans approximativement 44% des réalisations.

Par ailleurs, en comparant les données seules du panneau supérieur gauche (qui semble être le plus en défaveur du modèle) de la Figure 4.7 au modèle qui ajuste au mieux les données des cinq panneaux, la statistique de Cash est de 401.8 pour 371 degrés de liberté. Un χ^2 aussi grand ou supérieur n'est attendu que 14% du temps, si le modèle est correct. Les incertitudes dans les estimations des retards de phase sont donc suffisamment grandes pour que l'observation d'un retard apparent occasionnel des photons à haute énergie soit cohérent avec les fluctuations statistiques. De plus, le super-sursaut, qui implique plus de photons détectés que n'importe quel sursaut de type 1 de l'échantillon, apparaît comme étant en faveur d'une avance des photons de haute énergie. Un simple modèle de tache chaude en rotation est donc pleinement compatible avec les données de 4U 1636–536 que nous avons analysées. Les résultats essentiels tirés de notre étude individuelle des sursauts X de l'époque 4 diffèrent beaucoup de ceux énoncés dans l'analyse des profils cumulés de [Muno et al. \(2003\)](#).

- en terme de contraintes sur les paramètres :

Dans le tableau 4.2, je liste maintenant les estimations des paramètres libres issus des meilleurs ajustements individuels pour les 5 observations effectués en considérant M , R , D et i_{obs} communs. Je présente aussi les valeurs minimales du test de Cash et le nombre de degrés de liberté pour chaque ObsID :

ObsID	$\theta_0(^{\circ})$	$\rho_0(^{\circ})$	$kT_c(\text{keV})$	$C_{stat,min}$	d.d.l.	$R(\text{km})$	$M(M_{\odot})$	$i_{obs}(^{\circ})$	$D(\text{kpc})$
40028-01-06-00	89.95	46	4.4	401.8	371	8.8	1.5	56	6.5
40028-01-08-00	21.20	6	3.5	380.4	370				
40030-03-04-00	55.58	57	4.2	350.5	371				
40031-01-01-06	158.71	74	4.7	392.8	371				
50030-02-08-01	175.89	74	5.1	333.4	371				

TABLE 4.2 – Résultats individuels de l'ajustement conjoint des 5 sursauts. Les valeurs les plus probables sont présentées pour chaque sursaut avec dans l'ordre : l'ObsID, la colatitude du centre de la tache et son rayon angulaire, sa température de couleur, la valeur du test de Cash optimal et le nombre de degrés de liberté. Enfin, le rayon, la masse, l'inclinaison de l'observateur et la distance, tous communs aux 5 sursauts sont recensés.

Ces ajustements sont tous statistiquement bons, cela même pour le sursaut 40028-01-06-00 qui présente un *hard lag* apparent. Cela suggère que si nous utilisons le mauvais modèle, c'est une erreur qui ne doit pas laisser son empreinte dans la qualité de l'ajustement. Or, nous avons fait l'hypothèse que la colatitude, le rayon angulaire et la température de la tache sont constants au cours du sursaut, mais pour les plus longs signaux, cela n'est pas forcément le cas. Par exemple, il y a de grande chance que la surface refroidisse. D'ailleurs la statistique de Cash est la moins significative dans le cas du plus long sursaut "normal" 40028-01-06-00. Dans le paragraphe 4.3.7,

correspondant et m est le nombre prédit avec un modèle et l'ensemble des paramètres spécifiques. Elle tend asymptotiquement vers la distribution du χ^2 pour un grand nombre de coups.

je réalise donc une étude dynamique plus précise de la dépendance énergétique des retards de phases pendant la queue de ce sursaut.

Les 4 derniers sursauts sont les meilleurs ajustements du modèle. Dans l'attente d'une analyse plus poussée, la conclusion importante à ce stade est que les désaccords entre les observations de *Muno et al. (2003)* et nos résultats sont uniquement apparents, car inclus dans les fluctuations statistiques. Aucun mécanisme supplémentaire ne doit donc être invoqué pour aucun de ces sursauts.

En marginalisant sur les paramètres non "intéressants" et en incluant les contraintes sur la distance, les distributions de probabilité postérieures finales sur la masse M et la compacité u sont représentées sur la Figure 4.8 (probabilité croissante vers la couleur foncée), auxquelles sont superposés les contours de confiance à 1σ (68.3%) et 2σ (95.45%). Nous avons couvert une zone du diagramme $M - R$ qui recouvre la plupart des équations d'état, pour voir s'il est possible de discriminer parmi les solutions.

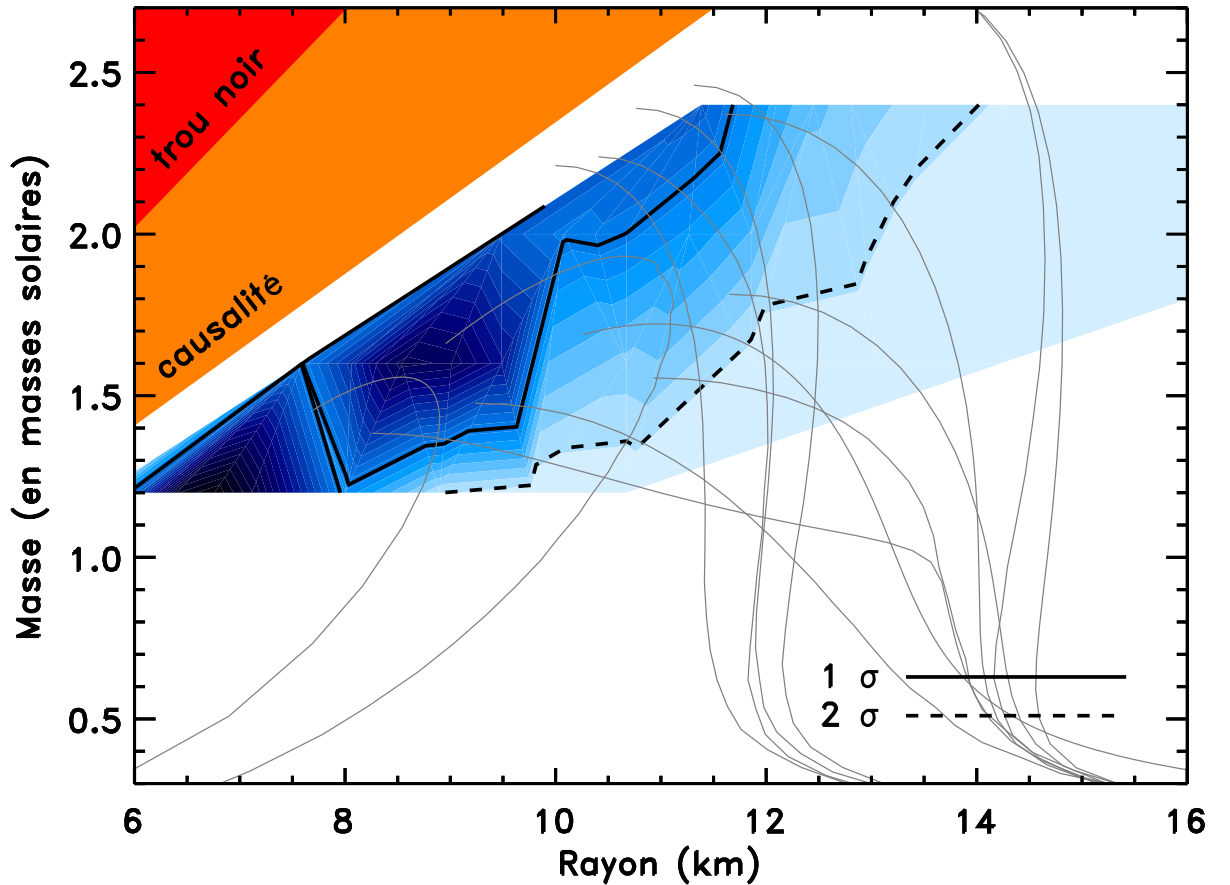


FIGURE 4.8 – Contraintes permises par l'ajustement conjoint des 5 trains d'oscillations de l'échantillon de 4U 1636–536 dans le diagramme M-R. Les contours de confiance à 1σ (68.3%) et 2σ (95.45%) sont dessinés et les couleurs définissent la valeur du test de Cash (probabilité croissante vers le teint foncé).

Malgré la qualité de l'ajustement, une grande gamme de masses et de rayons donne de bonnes probabilités de définir la "vraie" combinaison, avec des valeurs du test de Cash comparables à celui du couple ($M = 1.5 M_{\odot}$, $R = 8.8$ km). Un grand

nombre d'équations d'état traverse les zones de confiance, donc nous ne sommes pas capables de déduire des contraintes intéressantes sur les propriétés de cette étoile à neutrons à l'aide de ces données. Néanmoins, la procédure fonctionne en l'attente de l'application sur des données de meilleure qualité.

4.3.7 Evolution dynamique des *hard leads*

40028-01-06-00 est le sursaut de type 1 qui possède le signal le plus long de l'échantillon (3.26 s). Il s'avère avoir aussi le comportement le plus discordant par rapport aux autres, même si comme nous l'avons vu, les fluctuations statistiques permettent un accord avec le modèle *hotspot*. Les caractéristiques de la tâche sont susceptibles d'évoluer durant sa phase de décroissance, une analyse de segments plus courts est donc plus adaptée. En conséquence, j'ai utilisé une fenêtre glissante de durée égale à 1 s par pas égaux à 1/16 s. A chaque pas, j'ai calculé la dépendance en énergie des retards de phase et de l'amplitude relative des oscillations. Cette démarche a pour but de vérifier si la tendance au *hard lag* apparent est généralisée sur la durée totale de ce sursaut ou si certains segments sont plus favorables au modèle *hotspot*.

Sur la Figure 4.9, je représente la courbe de lumière, l'évolution de la fréquence la plus probable et de sa signification statistique en fonction du temps. Je choisis aussi 4 intervalles pour lesquels je calcule les retards de phase et les amplitudes relatives en fonction de l'énergie. On constate que pour chaque intervalle, l'amplitude relative est croissante en fonction de l'énergie¹², ce qui respecte qualitativement et quantitativement les attentes théoriques du modèle *hotspot* (voir Figure 3.15 du chapitre précédent). En ce qui concerne les retards de phase, l'étude du segment total laissait supposer un *hard lag* global (apparent). Mais l'on constate que les intervalles 1 à 3 analysés (localisés en début de queue) font apparaître une évolution à pente moyenne nulle voire décroissante. Il serait intéressant de procéder à un ajustement du modèle de chacun de ces signaux en particulier.

En conclusion, je constate que les courts segments 1 à 3 ne présentent plus de désaccord apparent avec les attentes du modèle de tache chaude. De plus, ces segments ont les taux de comptage les plus hauts et la plus grande signification statistique. Sans toutefois confirmer un accord avec les attentes du modèle, ils viennent nuancer le résultat obtenu sur le signal global (ou l'ajustement était le plus mauvais dans l'échantillon).

Ce constat pourrait être vérifié pour d'autres observations. Pour rappel, plus de 40 trains d'oscillations sont détectés dans les queues des sursauts X de 4U 1636-536 (Tableau 2.2, du Chapitre 2). L'analyse globale et détaillée de la dépendance énergétique de leurs propriétés doit être menée afin de vérifier l'application du modèle de tache chaude, sur une partie (ou sur la totalité) des signaux oscillants.

12. Dans Munro *et al.* (2003) (Figure 1), cette tendance a été vérifiée pour tout l'échantillon analysé.

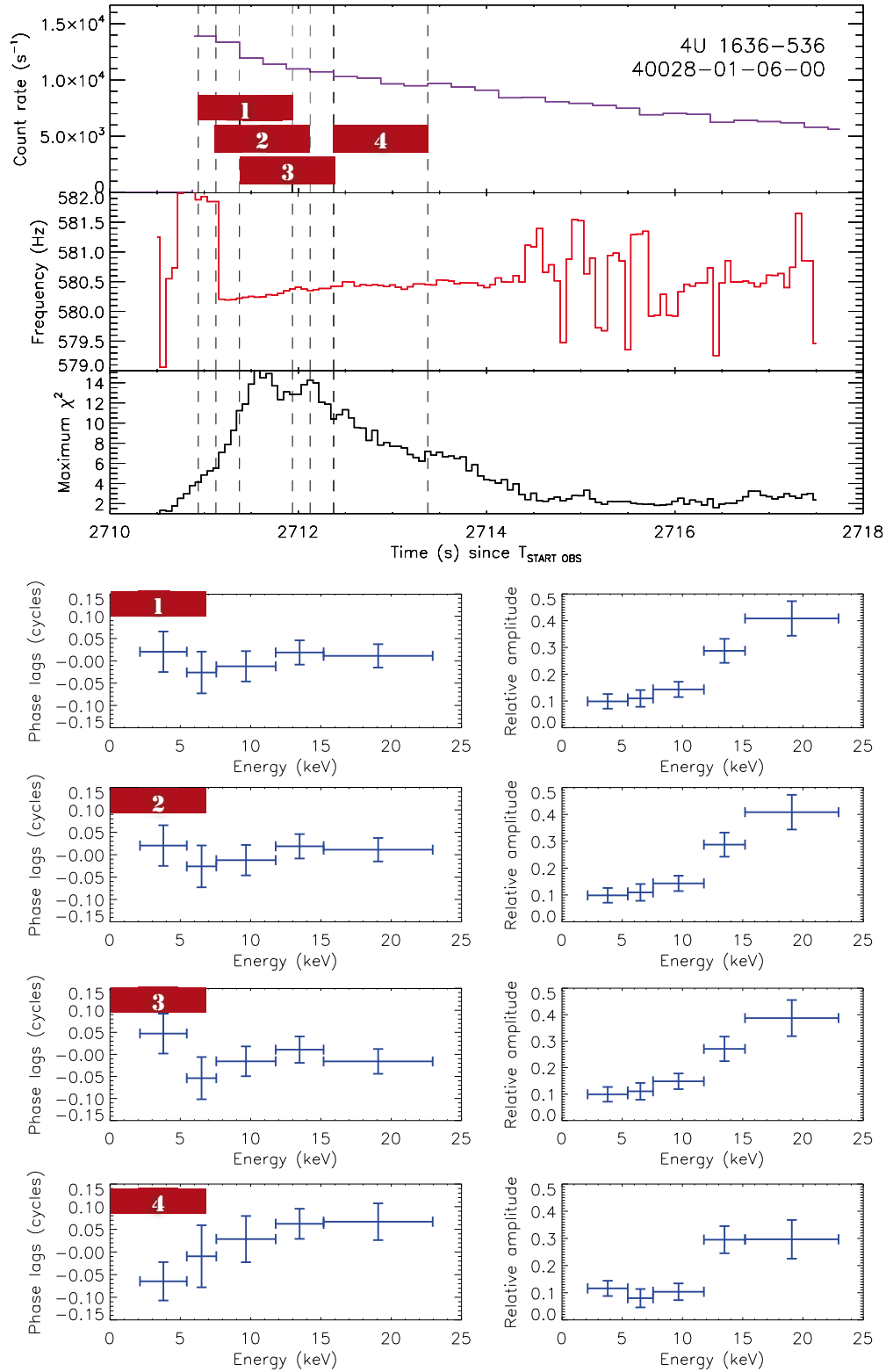


FIGURE 4.9 – Suivi dynamique de la dépendance énergétique des retards de phase et de l’amplitude relative des oscillations, pour l’ObsID 40028-01-06-00. On définit 4 segments temporels de 1 seconde au cours du sursaut.

4.4 Travail sur XTE 1814–338 en cours

L'étude se porte actuellement sur la source XTE 1814–338 (Miller, Artigue *et al.*, *en préparation.*). Nous menons actuellement une étude conjointe sur 98 segments des 29 trains d'oscillations que j'ai détectés (Tableau 2.5). Cette source semble être la meilleure candidate pour obtenir des contraintes significatives car elle présente un contenu harmonique et des profils moyens de très bonne qualité statistique.

XTE 1814–338 est un pulsar milliseconde accrétant et sursauteur X. Dans ce système, le champ magnétique pourrait jouer un rôle pour fixer la géométrie de la tache durant le sursaut, en confinant la tache au niveau des pôles magnétiques. La cohérence des fréquences d'oscillations et la faible dispersion des valeurs des amplitudes relatives laissent supposer que la géométrie varie peu d'un sursaut à un autre. Ainsi, le nombre de paramètres libres lors des ajustements pourrait se réduire et les contraintes sur la masse et le rayon seraient plus fortes.

Résultats préliminaires : La procédure est la même que celle de l'ajustement conjoint des 5 profils d'oscillations calculés dans l'échantillon des observations de 4U 1636–536. Les premiers résultats semblent indiquer que l'ajustement est de très bonne qualité statistique, mais sont dominés par les *priors* pour les paramètres variables (θ_0 , ρ_0) entre chaque segment. Néanmoins, en forçant tous les paramètres à être identiques pour chaque segment, la marginalisation des paramètres donne les estimations à 1σ suivantes : $M(M_\odot) \sim 1.5 \pm 20\%$ et $R(\text{km}) \sim 13.8 \pm 12\%$. De plus, les contours de confiance fermés se dessinent dans le diagramme masse-rayon en présentant une très fine corrélation entre les deux paramètres.

4.5 Résumé

Ce chapitre fut consacré à tester le modèle de tache chaude en rotation rapide, et à l'obtention de premières contraintes par son ajustement aux profils d'oscillations fournis par les données de PCA. Nous avons d'abord constaté que l'ajustement des oscillations d'un seul sursaut X était insuffisante pour mesurer les paramètres. L'étude conjointe de plusieurs sursauts d'une même source a permis en revanche d'impliquer un plus grand nombre de coups afin d'augmenter le rapport signal sur bruit.

Nous avons donc analysé individuellement les oscillations du flux en rayons X pendant quatre sursauts X de type 1 de l'étoile à neutrons 4U 1636–536, observés pendant l'époque 4 du gain du PCA, ainsi que le super-sursaut disponible de cette étoile. Nous avons montré que les variations des oscillations avec l'énergie des profils sont en accord avec le modèle de tache chaude en rotation, que les données de chaque sursaut soient ajustées de façon individuelle ou conjointe. Malheureusement, les incertitudes sont trop grandes pour fournir des mesures contraignantes sur la masse et le rayon de l'étoile.

Nos résultats montrent que la dépendance en énergie des profils d'oscillations peut varier d'un sursaut à un autre, exigeant donc une analyse individuelle des re-

tards de phase. Il en résulte que nos résultats diffèrent de ceux rapportés par [Muno et al. \(2003\)](#). De plus, nous avons montré que cette dépendance variait au sein même des plus longs sursauts, l'étude de segments courts doit donc être privilégiée.

Notre résultat majeur est clairement que cet ensemble de données ne remet pas en question l'applicabilité du modèle de tache chaude en rotation pour ajuster les profils d'oscillations et donc pour contraindre les masses et les rayons des étoiles à neutrons individuellement (voir [Artigue et al., 2013](#)). En même temps, il apparaît que des profils d'oscillations plus précis sont requis pour obtenir de réelles contraintes sur les paramètres. C'est pourquoi, nous attendons les résultats de l'analyse synthétique des sursauts de XTE 1814–338.

Dans le but de collecter des données de meilleure qualité, plusieurs projets sont proposés : *LOFT* (*Large Observatory For X-ray Timing*) qui aura une surface collectrice plus large d'un ordre de grandeur que *RXTE* PCA (voir [Feroxi, 2012](#); [Mignani et al., 2012](#); [Del Monte et al., 2012](#)), tout comme *AXTAR* (*Advanced X-ray Timing Array*) ([Chakrabarty et al., 2008](#); [Ray et al., 2011](#)) et *ATHENA+* (*Advanced Telescope for High ENergy Astrophysics*) ([Barret et al., 2013](#); [Motch et al., 2013](#)) dans une moindre mesure. De même, il faut inclure le projet *NICER* (*Neutron star Interior Composition ExploreR*) qui se focalisera lui sur les observations d'émission X des pulsars millisecondes ([Gendreau et al., 2012](#))¹³. Ces propositions font de l'analyse des oscillations dans les sursauts ou dans l'émission persistante des binaires X, un outil de choix pour contraindre simultanément la masse et le rayon des étoiles à neutrons. Dans le chapitre suivant, je décris le potentiel d'une mission telle que *LOFT*.

13. voir [Bogdanov 2013](#) pour prendre connaissance de contraintes récemment obtenues en utilisant les données de *XMM-Newton*.

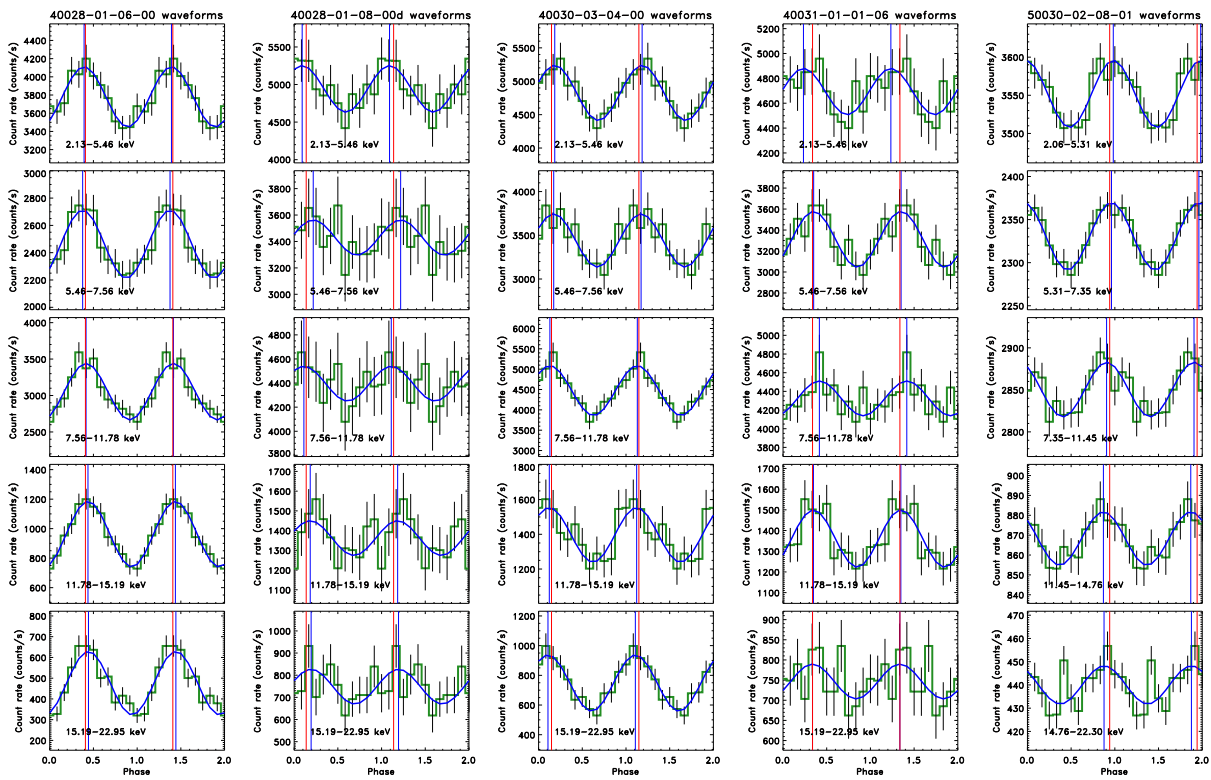


FIGURE 4.10 – Illustration des profils d’oscillations, sur 2 cycles et 12 valeurs de phase, calculés dans 5 bandes d’énergies des 5 observations de l’échantillon de 4U 1636–536 de la Section 4.3. Les incertitudes à 1σ sont représentées ainsi que les sinusoides qui ajustent le mieux les données. Les barres verticales bleues déterminent la phase du flux maximum du profil de chaque intervalle et les barres rouges représentent la phase du flux maximum de référence (profil bolométrique).

Chapitre 5

CONTRAINdre M ET R AVEC UNE MEILLEURE STATISTIQUE DE COMPTAGE

Sommaire

5.1	QUE NOUS APPORTENT LES OBSERVATOIRES DU FUTUR ?	105
5.1.1	Simulation des profils d'oscillations "observés"	105
5.1.2	Validation du modèle et retards de phase	106
5.1.3	Contenu harmonique et profils moyens d'oscillations	108
5.2	CONTRAINTES ATTENDUES	109
5.2.1	Simulation de 40030-03-04-00	109
5.2.2	Cas quelconque	111
5.2.3	Connaissance préalable de certains paramètres	113
5.3	RÉSUMÉ	114

La modélisation des profils d'oscillations durant les sursauts X des étoiles à neutrons est potentiellement un très bon outil pour sonder l'intérieur des étoiles à neutrons. Les ajustements de la Section 4.3 ont démontré que le modèle de tache chaude en rotation rapide était compatible avec les données de l'échantillon d'observations de 4U 1636–536, et prédisait notamment la tendance apparente des *hard leads* pour la plupart des sursauts étudiés. Mais l'interprétation de cette dépendance énergétique de même que les estimations des paramètres sont très limitées par la qualité des données dont nous disposons avec le *RXTE/PCA*.

Dans ce chapitre, je présente donc les informations supplémentaires que peuvent nous apporter les instruments du futur en terme de validation du modèle, de mesure des paramètres et de contraintes sur l'équation d'état de la matière dense.

5.1 Que nous apportent les observatoires du futur ?

Comme le rappellent [Lo et al. \(2013\)](#), l'atout majeur de la nouvelle génération d'instruments tels que *LOFT* ([Ferozi, 2012](#); [Mignani et al., 2012](#); [Del Monte et al., 2012](#)) ou *AXTAR* ([Chakrabarty et al., 2008](#); [Ray et al., 2011](#)), est qu'ils proposent de fournir une plus grande surface de détection, et donc de plus hauts taux de comptage que les précédents instruments et notamment *RXTE/PCA* dont ils sont les héritiers¹. Avec une surface collectrice de l'ordre de 10 m² entre 2-30 keV (soit $\sim 20PCA$) contre 3 m² (2-50 keV), les attentes de *LOFT* sont plus grandes que celles d'*AXTAR*. Je choisis donc d'étudier les résultats significatifs et améliorations que permettrait *LOFT*, en comparaison avec *RXTE/PCA*.

5.1.1 Simulation des profils d'oscillations "observés"

Je génère maintenant des profils d'oscillations "observés", à partir du modèle de tache chaude circulaire en rotation à la surface de l'étoile à neutrons et de tous ses paramètres, décrits dans le Chapitre 3.

Afin de faire un cas général tout en restant dans le contexte des sursauts de type 1, je choisis de simuler des courbes de lumière en me basant sur les propriétés de l'émission de la source 4U 1636–536², qui présente alors la meilleure signification statistique. Le nombre total de coups de la composante continue du spectre mesurée pour le segment oscillant de l'ObsID 40030-03-04-00 est utilisée comme référence. Par contre, étant donné qu'aucune contrainte individuelle sur les autres paramètres de cette étoile n'est suffisamment significative, la liberté est totale quant à leurs valeurs. Il convient simplement de respecter les propriétés principales observables, à savoir la fréquence moyenne des oscillations, leur taux de comptage moyen et leur amplitude relative.

1. *ATHENA+* et *NICER* sont plutôt destinés à compléter *XMM-Newton* pour l'étude des pulsations périodiques d'accrétion, en permettant de longues durées d'exposition et une très bonne résolution en énergie dans une gamme proche du keV.

2. Le caractère transitoire du pulsar XTE 1814–338 ne permet pas d'assurer qu'elle aura à nouveau une activité de sursaut X, telle qu'elle fut observée par le *RXTE/PCA*.

La convolution des flux théoriques par la matrice de réponse de l'instrument permet donc d'obtenir des courbes de lumière non bruitées. Pour générer le profil simulé, le nombre de coups dans chaque phase et chaque canal en énergie est déterminé en tirant une valeur aléatoire de la distribution de Poisson dont la valeur moyenne est le nombre de coups théorique correspondant. Cette démarche reproduit donc les taux de comptage et fluctuations statistiques présentes dans les "vraies" données d'observation. Les courbes de lumière observées "simulées" sont maintenant analysables de la même façon que les "vraies" données. Sur la Figure 5.1, je compare les profils d'oscillations simulés en utilisant la matrice de réponse du *PCA* et *20x PCA*, pour des propriétés typiques d'émission de la source 4U 1636–536.

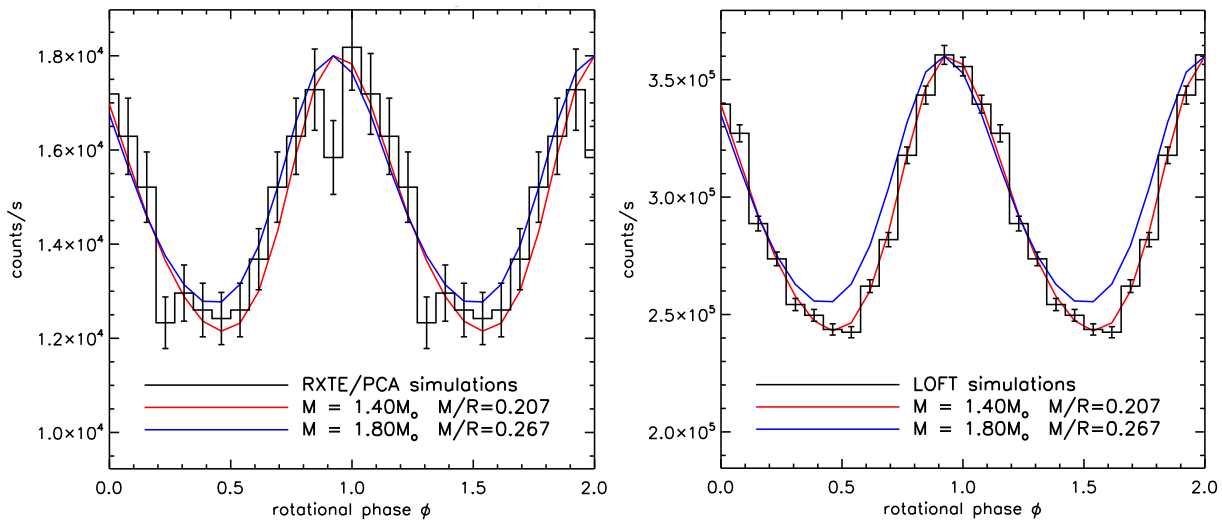


FIGURE 5.1 – Comparaison des profils d'oscillations bolométriques simulés en utilisant la matrice de réponse du *PCA* (gauche) et *20x PCA* (droite). Les profils (en histogramme) sont générés à partir d'une courbe de lumière théorique correspondant à une observation typique d'un sursaut de 4U 1636–536. Je représente aussi les incertitudes à 1σ associées. En rouge et bleu, je trace les courbes de lumière théoriques calculées pour deux étoiles de compacités différentes.

J'ai supposé que la "vraie" compacité u de l'étoile était égale à 0.207. Dans le cas du *PCA*, des profils théoriques s'ajustent bien aux données pour une large gamme de compacités, j'ai par exemple superposé les profils théoriques correspondant à des compacités égale à $u = 0.207$ et $u = 0.267$. En revanche, dans le cas "*LOFT*", les incertitudes des valeurs sont grandement réduites et il est possible a priori de contraindre les profils. Ces simulations ont été faites en supposant une connaissance totale des autres paramètres, mais nous verrons plus loin à quel niveau *LOFT* serait capable de combattre la dégénérescence des paramètres.

5.1.2 Validation du modèle et retards de phase

L'étude des retards de phase de l'échantillon des sursauts de l'époque 4 de 4U 1636–536 a permis de confirmer par l'observation que les profils d'oscillations à haute énergie pouvaient précéder les profils à basse énergie, comme le prédit le modèle *hotspot*. Pour des données fournies par le *PCA*, nous avons vu qu'il était possible

dans certains cas, malgré un ajustement correct du modèle, que certaines observations ne présentent pas de *hard lead* en raison des fluctuations statistiques affectant le taux de comptage. Je décide donc maintenant de vérifier si la statistique permise par *LOFT* réduirait suffisamment l'amplitude des fluctuations statistiques pour pouvoir confirmer (ou infirmer) sans équivoque cette dépendance en énergie des retards de phase.

Je construis donc une courbe de lumière de référence typique³ de telle sorte que la dépendance énergétique des retards de phase soit compatible avec ceux de l'ObsID 40030-03-04-00. A partir de cette courbe de référence, je génère un grand nombre de profils avec les statistiques permises par *PCA* et *LOFT*. Pour chacun des profils d'observations ainsi simulés, je calcule ensuite les retards de phase et les incertitudes associées dans les 5 intervalles disjoints en énergie par l'ajustement d'une sinusoïde (voir Section 4.3.4).

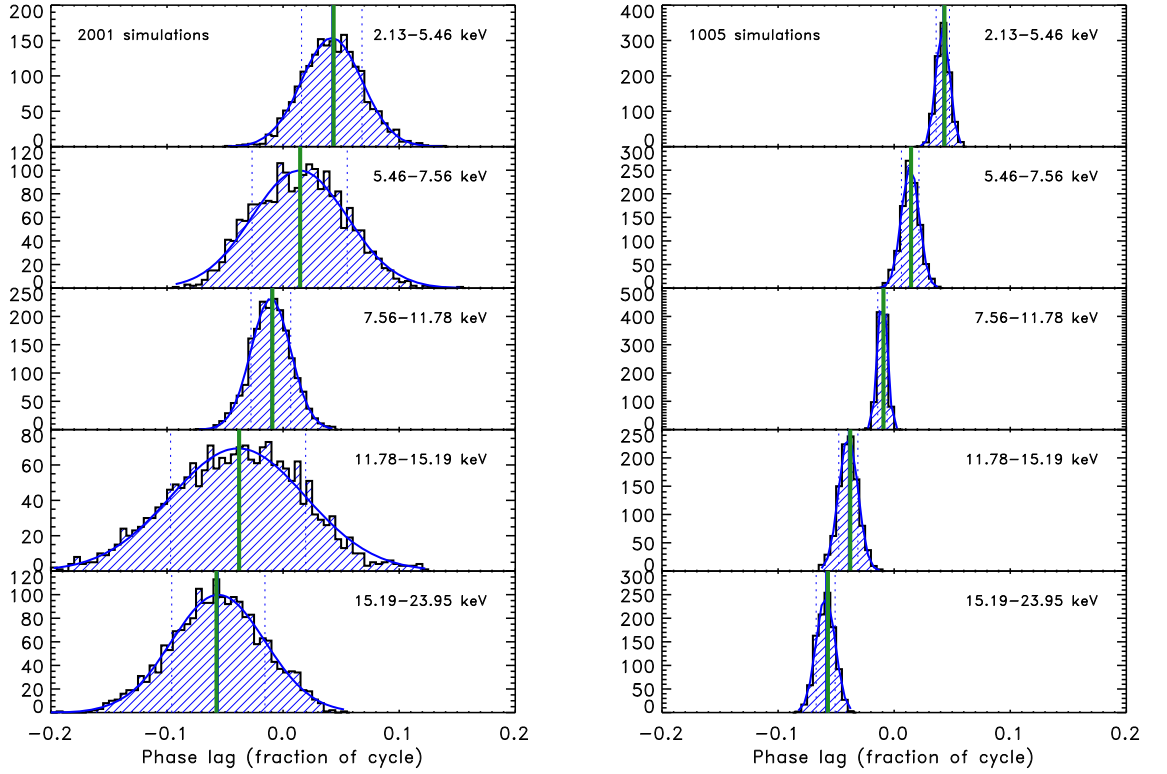


FIGURE 5.2 – Distribution des valeurs des retards de phase calculés dans 5 bandes en énergie, pour un grand nombre de réalisations, en simulant les statistiques de comptage permises par les instruments *PCA* (à gauche) et *LOFT* (à droite). Chaque distribution est ajustée par une fonction gaussienne qui détermine la valeur moyenne et la dispersion des retards dans chaque bande en énergie.

Dans les histogrammes de la Figure 5.2, je présente la distribution des valeurs des retards de phase de l'ensemble des simulations, dans chaque intervalle en éner-

3. En l'occurrence, $M = 1.6 M_{\odot}$, $R = 12$ km, $\nu = 581$ Hz, $\theta_0 = 40^\circ$, $i_{obs} = 40^\circ$, $\rho = 30^\circ$, $kT_0 = 3$ keV, pour 12 valeurs de phase.

gie, en considérant les instruments *PCA* et *LOFT*. J'ajuste ensuite une fonction gaussienne à ces distributions pour extraire la valeur moyenne des retards dans chaque bande en énergie, mais aussi les incertitudes à 1σ . Ces incertitudes quantifient ainsi la dispersion moyenne des fluctuations statistiques dans le cas d'une observation possédant les caractéristique de l'ObsID 40030-03-04-00. Je représente l'évolution de ces valeurs (et dispersions) moyennes en fonction de l'énergie, pour les deux statistiques sur la Figure 5.3.

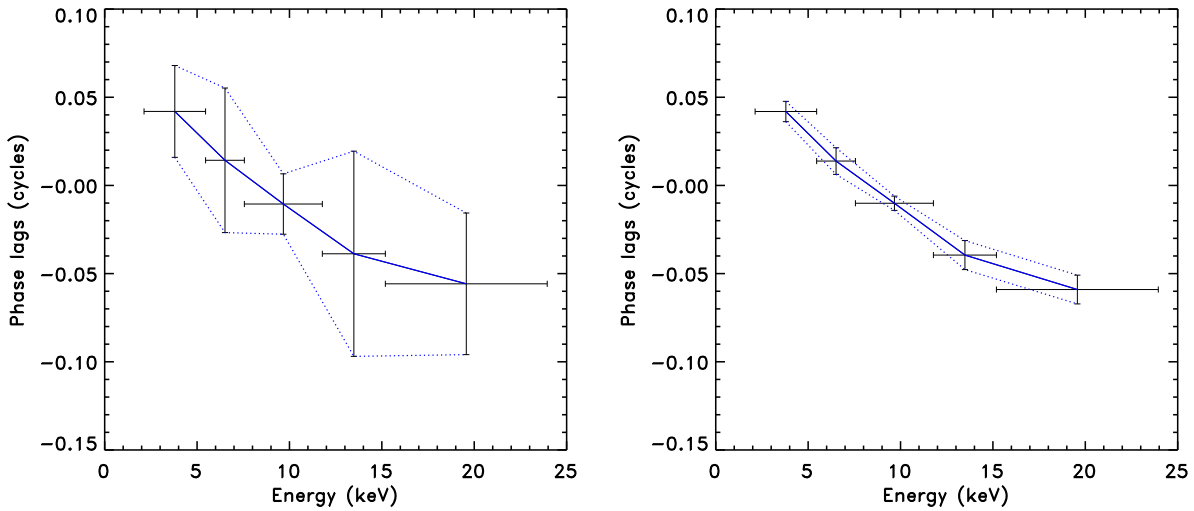


FIGURE 5.3 – Evolution de la valeur moyenne des retards de phase ainsi que l'amplitude moyenne des fluctuations statistiques en fonction de l'énergie des photons observés.

L'évaluation des incertitudes causées par les fluctuations statistiques montrent qu'elles seraient de l'ordre de ~ 0.01 cycles pour *LOFT*, à comparer aux ~ 0.05 cycles de *RXTE*, dans chaque intervalle. L'amplitude des fluctuations statistiques générées par *RXTE/PCA*, permettent l'apparition de *soft leads* malgré un *hard lead* "réel", dans moins de 5% des réalisations. En revanche, avec la statistique permise par *LOFT*, aucun *soft lead* n'a pu être généré (pour 1005 simulations).

Les données de *LOFT* seraient donc de qualité suffisante pour révéler sans ambiguïté le comportement des profils d'oscillations en fonction de l'énergie, pour une source telle que 4U 1636–536. Il s'agirait là d'une avancée considérable qui permettrait de confirmer ou d'infirmer le modèle *hotspot* ou d'apporter des informations supplémentaires pour la constitution d'un modèle alternatif.

5.1.3 Contenu harmonique et profils moyens d'oscillations

Je simule ensuite une courbe de lumière présentant des oscillations périodiques stables sur une durée de 3 secondes, en conservant comme référence l'ObsID 40030-03-04-00 de 4U 1636–536. Après avoir convolué le signal par la matrice de réponse des deux instruments, je calcule un spectre de puissance dynamique (*durée* : 1 s, *pas* : 0.125 s) sur les deux signaux bruités. La Figure 5.4 montre les valeurs des

puissances (avec la normalisation de Leahy) associées aux fréquences dans le voisinage de la fréquence de rotation (ici $\nu=581$ Hz) et de sa première harmonique au cours du sursaut, ainsi que les contours de confiance de la détection du signal à 1, 2 et 3 σ .

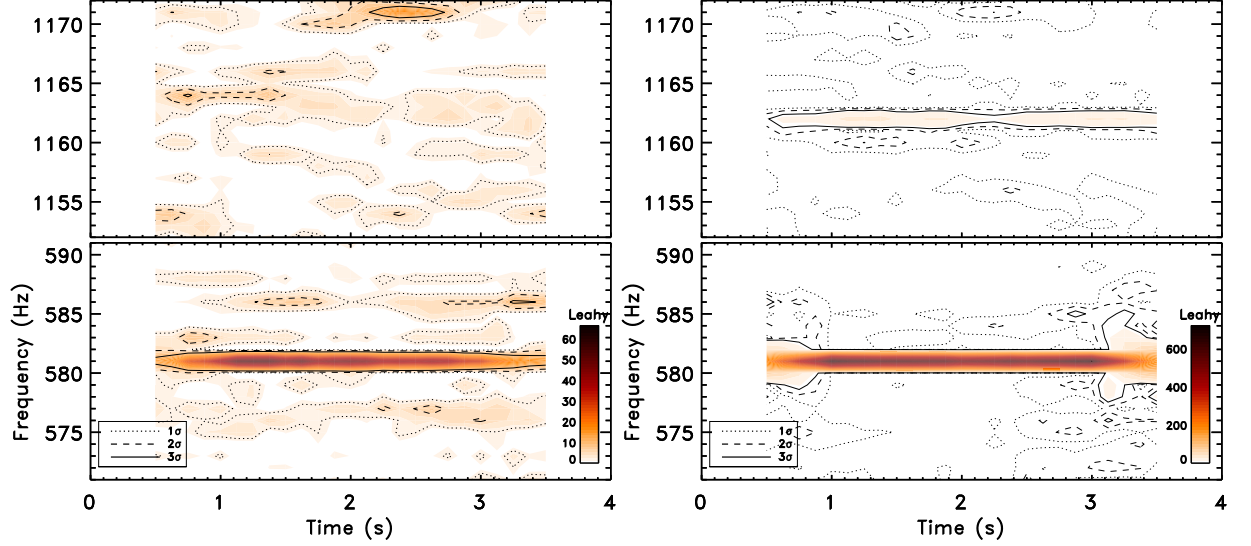


FIGURE 5.4 – Spectres de puissance dynamique et recherche de la fréquence fondamentale et de la première harmonique pour les instruments *PCA* (gauche) et *LOFT* (droite). Les contours de détection du signal à 1, 2 et 3 σ sont représentés. La valeur de la puissance de Leahy augmente avec la couleur foncée.

Comme nous pouvons le constater, les fréquences harmoniques n'apparaissent pas dans le spectre de puissance dynamique avec la statistique du *PCA*. En revanche, les niveaux de confiance à 3 σ montrent que la première harmonique serait visible et significative dans les données fournies par *LOFT*. Cette amélioration considérable signifie que l'asymétrie des profils d'oscillations, essentiellement créée par les effets Doppler relativistes, pourrait être mesurée.

5.2 Contraintes attendues

Je vais maintenant étudier les contraintes qu'il est possible d'obtenir à plus forts taux de comptage. Dans une première approche, j'utiliserai les résultats du meilleur ajustement de l'échantillon de la section 4.3.6 que je considérerai comme "vrai". Ensuite, j'étudierai un cas général, et l'influence de certains paramètres sur l'estimation des paramètres de l'étoile.

5.2.1 Simulation de 40030-03-04-00

Le résultat de l'ajustement du modèle sur les oscillations de l'ObsID 40030-03-04-00 est de bonne qualité, avec une statistique de Cash égale à 350.5 pour 371 degrés de liberté. Je multiplie donc le meilleur modèle ajusté par un facteur κ , et je

le ré-échantillonne suivant une distribution de Poisson. Ce modèle inclut l'émission complémentaire de la tache, à savoir la contribution du reste de l'étoile et du disque d'accrétion, il donc aussi proche que possible des données réelles. Je donne au facteur κ trois valeurs qui correspondent aux cas suivants : $\kappa = 20$, dans le cas où on collecte 20 fois plus de données du sursaut qu'avec *PCA*, soit 1 sursaut observé par *LOFT* ; $\kappa = 60$, dans lequel on contraint les données provenant de 3 sursauts similaires observés par *LOFT* ; $\kappa = 200$, pour 10 sursauts observés par *LOFT*.

J'analyse ensuite les données de la même façon que pour l'échantillon de 4U 1636–536 et les résultats peuvent être visualisés sur la Figure 5.5 sur laquelle je représente les diagrammes $M - R$ correspondant aux différents ajustements (échantillon des 5 sursauts observés par *PCA*, $\kappa = 20$, $\kappa = 60$, et $\kappa = 200$).

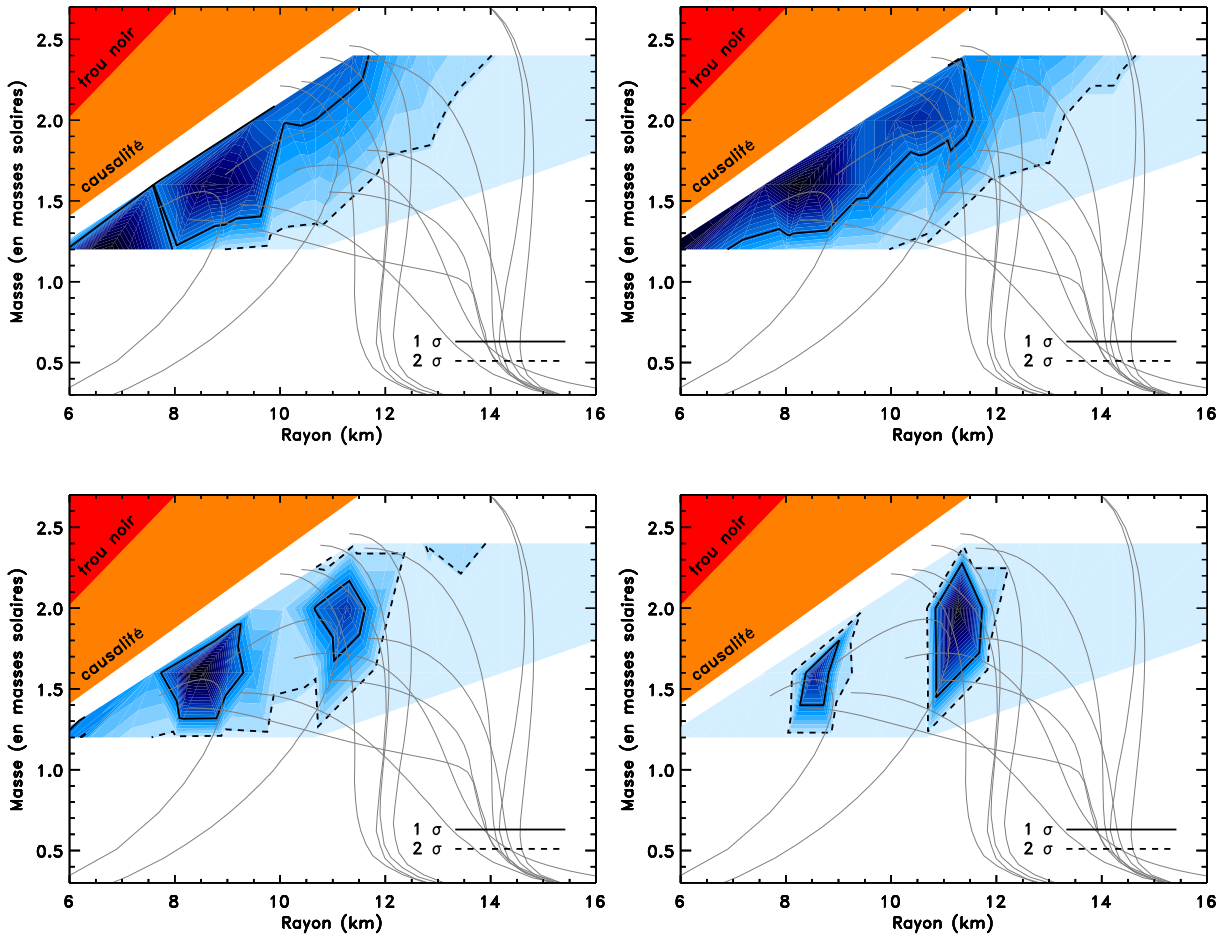


FIGURE 5.5 – Le panneau supérieur gauche reproduit les contraintes permises par l'ajustement conjoint des 5 trains d'oscillations de l'échantillon de 4U 1636–536 dans le diagramme $M-R$. Il s'agit des résultats de la Section 4.3.6. En haut à droite, on considère les résultats de l'ajustement d'un seul train de 4U 1636–536 observé par *LOFT*. En bas, de gauche à droite, respectivement 3 et 10 trains d'oscillations de 4U 1636–536 observés par *LOFT* sont ajustés conjointement. Les contours de confiance à 1σ (68.3%) et 2σ (95.45%) sont dessinés et les couleurs définissent la valeur du test de Cash (probabilité croissante vers le teint foncé).

La Figure 5.5 illustre donc l'évolution des contours de confiance au fur et à mesure que la statistique de comptage augmente. On constate que l'observation d'un

seul sursaut de type 40030-03-04-00 avec *LOFT* ne permet pas d'obtenir de contour fermé (à 2σ), et que celui-ci ne se dessine vraiment dès lors qu'au moins 3 sursauts similaires sont ajustés conjointement. Des familles d'équations d'état parviendraient alors à être exclues. L'ajustement conjoint de 10 trains d'oscillations d'une même source permettrait d'obtenir des mesures simultanées de la masse (20%) et du rayon (5%) qui commencent à être contraignantes⁴. La présence de deux maxima locaux dans le diagramme $M-R$ suggère en revanche que l'ajustement est toujours sensible à la dégénérescence des paramètres. On constate aussi que l'ajustement a besoin d'être réalisé sur une grille plus dense de valeurs de M et R .

5.2.2 Cas quelconque

Tout en conservant les propriétés d'émission d'une source du type 4U 1636–536 (taux de comptage, amplitudes similaires), je choisis à présent de générer des courbes de référence avec des paramètres quelconques. De la même façon que précédemment, je procède tout d'abord à l'ajustement d'une observation simulée à partir d'un profil dont les paramètres sont : $R=12$ km, $M=1.6 M_\odot$, $\nu=581$ Hz, $D=6.5$ kpc, $i_{\text{obs}}=\theta_0=40^\circ$, $\rho=15^\circ$, $kT_0=2.5$ keV.

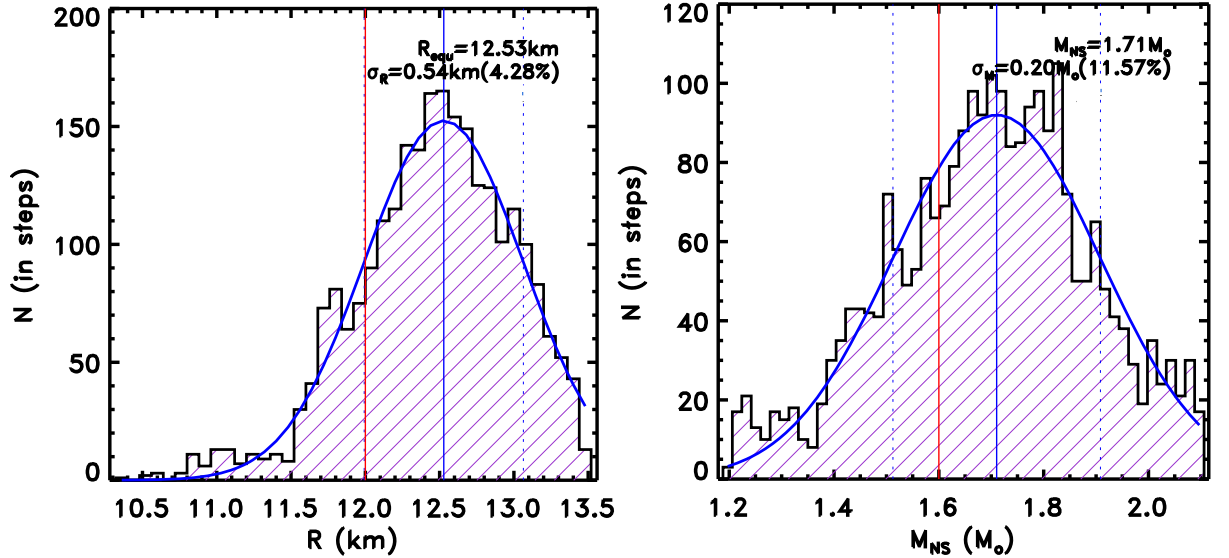


FIGURE 5.6 – Fonctions de densité de probabilité de la masse et du rayon issues de l'ajustement avec la statistique permise par *LOFT*. Les distributions sont ajustées par une gaussienne afin d'obtenir la valeur moyenne et une incertitude à 1σ .

Les chaînes de Markov convergent vers les zones de l'espace des paramètres donnant les plus grandes valeurs de vraisemblance, et je marginalise ensuite les paramètres d'intérêt que sont la masse et le rayon sur tous les autres paramètres. J'obtiens ainsi la fonction de distribution de probabilité postérieure de la masse et du rayon pour l'ajustement réalisé (voir Figure 5.6). En ajustant cette distribution par

4. Ces estimations sont entièrement compatibles avec celles de [Lo et al. \(2013\)](#) qu'ils ont obtenues grâce à une grande puissance de calcul et un usage extensif de processeurs.

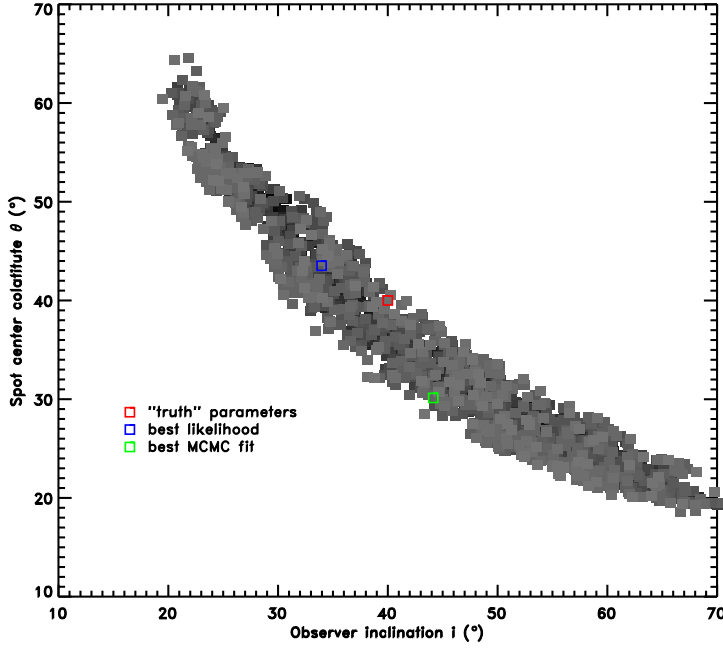


FIGURE 5.7 – Tracé des étapes des chaînes de Markov dans le diagramme $i_{obs} - \theta_0$. Le temps de *burn-in* n'est pas pris en compte dans cette représentation.

une gaussienne, son centroïde me donne une estimation moyenne des paramètres ainsi que leur incertitude de mesure à 1σ .

Dans le cas étudié, l'ajustement est de très bonne qualité et les distributions "englobent" les "vraies" valeurs de la simulation (12 km et $1.6 M_{\odot}$). Le rayon parvient à être contraint à environ 5% contre 12% pour la masse. Je trace ensuite sur la Figure 5.7, les différents pas effectués par le parcours des chaînes de Markov, dans la recherche des meilleures valeurs de l'inclinaison i_{obs} et de la colatitude θ_0 .

Les étapes de *burn-in* ont été supprimées de la Figure 5.7. Il semblerait que la recherche des valeurs donnant les meilleurs ajustements se soit concentrée autour d'une zone définie par $i_{obs} + \theta_0 = C$ où C est une constante proche de 80° . Il y a donc une forte corrélation entre ces deux paramètres. Elle confirme le rôle complémentaire de ces deux grandeurs déjà observé dans l'étude théorique de la partie 3.3.2. Pour schématiser, la diminution de n degrés de l'inclinaison de l'observateur est compensée par l'augmentation de n degrés de la colatitude de la tache, dans la statistique de *LOFT*. Malgré cette corrélation, la marginalisation de ces paramètres donne des incertitudes relatives dépassant les 30 % pour chacun d'eux, donc seule une estimation précise de la somme de ces deux grandeurs est attendue.

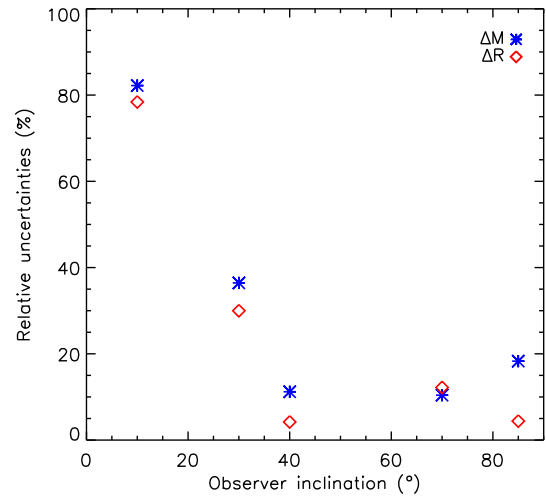


FIGURE 5.8 – Evolution des contraintes sur la masse et le rayon permises par *LOFT*, en fonction de l'inclinaison de l'observateur.

Je m'intéresse maintenant aux contraintes permises par *LOFT* sous différentes configurations d'observation. En raison du temps de calcul exigé pour mener à bien ces ajustements, je ne les reproduis que pour cinq valeurs d'inclinaisons différentes ($i_{obs}=10^\circ, 30^\circ, 40^\circ, 70^\circ$ et 85°). A chaque étape, je marginalise les paramètres d'intérêt que sont la masse et le rayon sur tous les autres paramètres. Sur la Figure 5.8, je trace l'évolution des contraintes potentielles sur la masse et le rayon en fonction des valeurs de l'inclinaison. Il semblerait que les contraintes permises par l'ajustement des profils soient grandement compromises dans le cas où la ligne de visée se rapproche de l'axe de rotation. Plus aucune contrainte significative n'est possible pour un angle d'observation inférieur à 30° par rapport aux pôles (des conclusions similaires ont été faites dans [Lo et al. \(2013\)](#)).

5.2.3 Connaissance préalable de certains paramètres

L'inclinaison de l'observateur et la position de la tache sont donc des paramètres importants responsables de l'augmentation conséquente des incertitudes sur les mesures de la masse et du rayon. De plus, des conditions d'observation polaires défavorisent grandement les contraintes sur la masse et le rayon de l'étoile à neutrons. Or, la corrélation entre ces deux angles i_{obs} et θ_0 (voir Figure 5.7 et 3.12) implique que la détermination préalable d'un des deux paramètres, permet de faciliter l'estimation du second, et ainsi d'optimiser le parcours des chaînes de Markov.

Je réalise donc l'ajustement d'oscillations simulées, en supposant avoir connaissance de la valeur de l'inclinaison. La détermination préalable de ce paramètre optimise grandement l'ajustement et atténue les incertitudes sur les mesures de la masse et du rayon, qui peuvent atteindre respectivement 5% et 3%. Il s'agit là bien sûr d'une configuration idéale dans laquelle le nombre de paramètres à ajuster est réduit⁵.

L'acquisition d'informations sur l'inclinaison de la source est donc cruciale pour fournir des contraintes intéressantes. Les études spectroscopiques réalisées sur les observations de *Suzaku*, *XMM-Newton* et même *RXTE/PCA* ont révélé que certaines sources génératrices de sursauts présentent des composantes de réflexion d'une raie de fluorescence du fer ($K\alpha$), élargies par les effets Doppler relativistes que subit l'émission du disque d'accrétion. Les sources concernées sont 4U 1636–536 ([Pandel et al., 2008](#); [Cackett et al., 2010](#); [Sanna et al., 2013](#)), 4U 1728–34 ([Egron et al., 2011](#)) et 4U 1820–30 ([Ballantyne et Strohmayer, 2004](#)). Les travaux effectués au sein de la collaboration *LOFT* ont montré que ces techniques de réflexion permettraient d'estimer l'inclinaison du disque d'accrétion à quelques degrés près. Ce paramètre pourrait aussi être contraint en calculant les retards de phase qui existent entre les courbes de lumière d'un sursaut en rayons X et son émission ré-émise en optique/UV par le système ([Hynes et al., 2006](#); [Muñoz-Darias et al., 2008](#)).

Finalement, on peut aussi s'attendre à recueillir à l'avenir des contraintes complémentaires sur d'autres paramètres. Par exemple, il serait intéressant d'étudier le

5. Une étude similaire n'envisageant que la masse et le rayon à contraindre avait déjà été engagée dans [Artigue et Barret \(2011\)](#).

potentiel d'estimation des distances des LMXBs grâce à la mission *GAIA*. La détermination préalable de la distance réduirait aussi les incertitudes des mesures mais dans une moindre mesure que la connaissance de l'angle d'inclinaison.

5.3 Résumé

La dégénérescence créée par l'inclinaison de l'observateur, la position, la taille et la température de la tache limitent grandement la mesure simultanée de la masse et du rayon de l'étoile, qu'offre idéalement l'ajustement des profils d'oscillations. J'ai simulé les données que fournirait un observatoire dont la surface collectrice est de plusieurs mètres carrés. L'analyse des profils a montré que l'apparition du contenu harmonique des oscillations et la réduction des barres d'erreurs des profils rendraient tout à fait réalistes des mesures précises de la masse et du rayon de l'étoile. De même, l'étude de la dépendance énergétique des retards de phase a révélé que des données d'une telle qualité seraient suffisantes pour valider ou invalider sans équivoque le modèle simple de tache chaude en rotation.

Les incertitudes relatives de l'estimation de la masse et du rayon de l'étoile pourraient atteindre respectivement 10% à 5%, à 1σ de confiance en utilisant les données d'un seul sursaut X d'une configuration très favorable, ou la combinaison de plusieurs trains d'oscillations (en accord avec [Lo et al., 2013](#)). Ces niveaux de confiance sont évidemment suffisants pour exclure certains modèles d'équation d'état de matière ultra-dense. Mais cette étude a attesté que les contraintes seront d'autant plus fortes que l'inclinaison des systèmes sera élevée (voir mes précédents commentaires sur le fait de mieux connaître la physique des sursauts).

CONCLUSIONS

Conclusions

L'objectif principal de ce travail de thèse était d'apporter des contraintes sur l'équation d'état de la matière dense en mesurant précisément la masse et le rayon d'une étoile à neutrons. La méthode employée consiste à exploiter les oscillations détectées durant les sursauts X, qui sont des explosions thermonucléaires durant lesquelles l'émission est décuplée et affectée par la déformation de l'espace-temps, dans le voisinage de l'objet compact.

J'ai donc décidé de constituer un échantillon de sursauts X présentant des oscillations très significatives à partir des données du *RXTE/PCA* qui était jusqu'alors l'instrument le plus adapté pour étudier ces phénomènes très intenses mais brefs, dans le domaine des rayons X jusqu'à 25 keV. J'ai ainsi développé une chaîne d'analyse automatique afin d'optimiser la détection des oscillations significatives dans les données bruitées, et j'ai élaboré un catalogue des profils d'oscillations des sursauts de trois sources aux propriétés différentes. J'ai construit un modèle basé sur l'émission d'une tache chaude à la surface d'une étoile en rotation rapide qui tient compte de tous les paramètres propres à l'étoile ou à la géométrie du sursaut. Finalement, ces travaux ont permis de procéder à l'ajustement des profils moyens d'oscillations calculés dans l'échantillon, et surtout de montrer que les données étaient compatibles avec le modèle de tache chaude en rotation.

Synthèse des résultats

Analyse des profils d'observations observés

La procédure de détection des trains d'oscillations durant les sursauts X des étoiles à neutrons a attesté leur présence durant les phases de croissance, de décroissance du flux ou s'étalant sur les deux phases. J'ai réalisé l'étude exhaustive des sursauts X provenant de trois sources : 4U 1636–536 qui est une étoile à neutrons brillante qui présente de nombreux sursauts de type 1 incluant 66 trains d'oscillations et un super-sursaut "oscillateur" ; XTE 1814–338 qui est un pulsar transitoire générateur de sursauts X, présentant 29 trains d'oscillations ; 4U 1608–52, une étoile à neutrons transitoire supposée proche qui n'a montré que 9 trains oscillants. Au total 105 trains d'oscillations ont été détectés. J'ai utilisé 3 critères statistiques (spectres de puissance de Leahy, empiement des phases et test d'écart à la constance, statistique Z_n^2) afin de déterminer quel était le temps exact de début et la durée de la fenêtre qui maximisent la détection du signal oscillant, et la valeur très

précise de la fréquence des oscillations. Ces trois méthodes ont donné des résultats similaires.

Pour les sursauts de 4U 1636–536 et 4U 1608–52, les oscillations ont fréquemment présenté une dérive en fréquence (parfois de quelques hertz), alors que celle-ci est très stable durant tout le sursaut X de XTE 1814–338. En revanche, chaque système a montré que la distribution des fréquences moyennes détectées est toujours centrée sur une valeur asymptotique. La fréquence des oscillations est donc liée à une grandeur intrinsèque à l'étoile. Le lien avec la fréquence de rotation de l'étoile semble le plus évident, mais une confirmation indépendante est nécessaire pour l'affirmer.

Dans les segments où le signal est le plus significatif, j'ai ensuite construit les profils moyens d'oscillations, corrigés par un modèle d'évolution adéquat de la dérive en fréquence observée. L'analyse globale des profils de la source 4U 1636–536 a révélé qu'il fallait distinguer la population des oscillations détectées durant la montée (très brèves mais dont l'amplitude relative de modulation peut atteindre 20 % du flux total) de celles détectées dans les phases décroissantes des sursauts (généralement plus longues avec des amplitudes plus faibles). Par contre, en terme de détection, aucune population ne semble être statistiquement plus significative que l'autre. Cette atténuation de la modulation au cours du sursaut suggère donc une réduction progressive de l'asymétrie de brillance à la surface de l'étoile. En terme de modèle d'émission, une tache brillante confinée au moment de l'allumage s'étendant peu à peu serait en accord avec les observations.

L'étude des propriétés des profils moyens d'oscillations de XTE 1814–338 a en revanche révélé une faible dispersion des fréquences d'oscillations, des amplitudes relatives et la longue durée de détection des trains significatifs. Cela démontre une grande cohérence et stabilité des propriétés de l'émission des sursauts X. J'ai donc naturellement avancé l'hypothèse du rôle du champ magnétique pour entretenir cette stabilité durant le sursaut.

Élaboration et test du modèle

Pour une même source, la forme des profils moyens d'oscillations varie grandement d'un sursaut à un autre. Cela suggère qu'un grand nombre de paramètres peuvent affecter les profils. J'ai donc élaboré un modèle de tache chaude circulaire à la surface de l'étoile en rotation rapide pour caractériser l'émission du sursaut X. Ce modèle tient compte de tous les paramètres propres à l'étoile (à savoir sa distance, l'inclinaison du système, sa fréquence de rotation, sa masse et son rayon), où à la tache chaude générée par le sursaut (telles que sa colatitude, sa taille et sa température de surface supposée uniforme). Il inclut aussi le cadre relativiste et le formalisme qui décrit l'espace-temps déformé dans le voisinage de l'objet compact, en tenant compte des effets de courbure des trajectoires des photons, des effets Doppler relativistes, de l'effet Shapiro et de l'aplatissement de l'étoile à cause de la force centrifuge. Finalement, en accord avec les observations, le spectre d'émission de la tache est supposé être un corps noir traversant une atmosphère de diffusion électronique. Ce modèle a pu être vérifié dans le cadre d'exercices de comparaison de codes

de simulation, organisés pour préparer le Yellow Book de *LOFT*.

Cette modélisation m'a donc permis de comprendre l'influence de tous les paramètres du modèle sur les profils d'oscillations, notamment sur la modulation du signal (en calculant l'amplitude relative des oscillations) et sur l'asymétrie des profils (en calculant le rapport des puissances des fréquences harmoniques). Les résultats ont notamment montré que les étoiles très compactes défavorisent de larges amplitudes relatives à cause des effets de lentille gravitationnelle. Une tache confinée, un grand rayon équatorial et une haute fréquence de rotation amplifient les effets Doppler et accroissent ainsi l'asymétrie des profils. Par contre, on a vu que des hautes inclinaisons réduisent grandement le rapport des harmoniques des profils, ainsi que leur amplitude relative. Par ailleurs, l'observation d'une tache située proche de l'équateur donne des oscillations amples et asymétriques.

Je me suis ensuite intéressé à la dépendance énergétique des profils d'oscillations. Une conséquence des effets Doppler est que toutes les combinaisons des paramètres du modèle simple de tache chaude en rotation impliquent que les profils à haute énergie parviennent en moyenne avant les profils à plus basse énergie. On parle alors de *hard lead* ou *soft lag*. Cependant, des travaux affirment qu'une composante comptonisante, le mouvement du disque d'accrétion, l'excitation de modes de surface, où l'introduction d'un gradient de température sur la surface de la tache pouvaient être responsables de l'apparition de *hard lags*.

Jusqu'à notre analyse, les études portant sur le comportement des oscillations en fonction de l'énergie n'avaient pas permis d'observer de *hard lead* durant les sursauts X des étoiles à neutrons (à l'exception de Ford 2000). Muno et *al.* (2003) avaient même indiqué l'existence de *hard lags* dans un large échantillon de sursauts X. L'analyse individuelle d'un échantillon d'oscillations observées durant les phases de décroissance de plusieurs sursauts X de la source 4U 1636–536 a permis de contredire ces résultats en confirmant la présence de *hard leads*, là même où l'étude des profils sommés par Muno et *al.* (2003) attestaient la tendance opposée. Afin de confirmer cet accord apparent des données avec le modèle simple de tache en rotation, nous avons ensuite procédé à leur ajustement. Par ailleurs, le suivi dynamique de la dépendance énergétique a montré qu'elle pouvait évoluer au cours des sursauts les plus longs, à l'image de certains paramètres tels que la température, la taille ou la position de la tache. L'interprétation des retards de phase doit donc privilégier l'étude de segments courts.

Ajustements et contraintes

Nous avons donc élaboré une méthode d'ajustement des profils théoriques aux oscillations résolues en phase et en énergie en utilisant une approche bayésienne et une méthode d'échantillonnage Monte Carlo par chaînes de Markov, pour explorer efficacement un espace des paramètres conséquent. La fréquence de rotation de l'étoile est déterminée précisément grâce au processus de détection. De même, d'autres paramètres tels que la température de surface de la tache et le spectre du bruit de fond ont pu être fixés préalablement, en ajustant le spectre intégré sur toute la durée

du train oscillant afin d'optimiser la vraisemblance. De plus, nous avons fait l'hypothèse que certains paramètres restaient fixes d'un sursaut à un autre, tels que sa masse, son rayon, sa distance (estimée comme une fonction de la masse et du rayon), et l'inclinaison de l'observateur.

L'ajustement conjoint des oscillations de l'échantillon de sursauts de 4U 1636–536 a été de bonne qualité statistique, de même que l'ajustement individuel de chaque profil. Les résultats ont aussi attesté que les retards de phase apparents observés dans l'analyse sont compatibles avec le modèle simple de tache chaude. L'étude de cette dépendance en énergie des retards de phase des profils d'oscillations de l'échantillon a donc démontré l'applicabilité du modèle, et ce travail a permis la publication de l'article : *Testing the rotating hotspot model using X-ray burst oscillations from 4U 1636–536* de Artigue et al., 2013, *MNRAS*, 433 :L64– L68, juin 2013.

Les ajustements ont aussi montré que les contraintes sur la masse et le rayon de l'étoile sont limitées par la qualité des données du *PCA*. En effet, les incertitudes sont trop grandes pour dessiner des contours fermés dans le diagramme masse-rayon. J'ai donc étudié le potentiel de la méthode pour les observatoires X du futur. J'ai simulé les données que fournirait un observatoire tel que *LOFT*, avec sa surface collectrice 20 fois supérieure à celle de *RXTE/PCA*. Les forts taux de comptage des courbes de lumière simulées permettraient de révéler le contenu harmonique des oscillations et de réduire les barres d'erreurs sur les profils. De même, l'étude de la dépendance énergétique des retards de phase a révélé que des données d'une telle précision seraient suffisantes pour valider ou invalider sans équivoque le modèle simple de tache chaude en rotation.

Finalement, j'ai calculé la précision avec laquelle la masse et le rayon d'une étoile à neutrons pourraient être mesurés en ajustant les oscillations résolues en phase et en énergie. Dans le meilleur des cas, les calculs ont montré que les incertitudes sur la masse et le rayon de l'étoile atteindraient respectivement 10% à 5% d'incertitudes relatives, à 1σ de confiance en utilisant les données d'un seul sursaut X très lumineux. Ces niveaux de confiance seraient aussi atteints grâce à l'ajustement conjoint de plusieurs sursauts d'une même source. Cette méthode permet aussi d'augmenter le rapport signal sur bruit des données à ajuster. Avec de telles incertitudes, il serait possible de discriminer les modèles de matière froide et ultra-dense. Les calculs ont aussi révélé que les contraintes devenaient difficiles dès lors que la tache ou la ligne de visée de l'observateur se rapprochent de l'axe de rotation de l'étoile. Ces deux paramètres pourraient éventuellement être contraints par des méthodes indépendantes (spectroscopie des raies de réflexion, observation optique de la binaire, etc.), ce qui compenserait en partie ces effets.

Discussion et questions

RXTE/PCA a révélé les propriétés et a permis une approche générale des conditions qui règnent à la surface d'une étoile à neutrons lors d'un sursaut X. Les archives concernant les oscillations des sursauts ne sont certainement pas pleinement exploitées. Bien que cette thèse ait certainement apporté une analyse exhaustive

des oscillations des sursauts et ouvert une voie dans la mesure des paramètres de l'étoile avec les données du *RXTE/PCA*, il semble évident que ce type d'étude assez récente verra son potentiel dans le futur. En effet, les observatoires X du futur devront privilégier la surface collectrice (plusieurs mètres carrés sont nécessaires) et la résolution spectrale, deux paramètres importants pour mieux caractériser les oscillations. L'analyse conjointe de multiples sursauts semble incontournable, et les attentes par l'étude de 4U 1636–536 sont prometteuses. Néanmoins, il sera essentiel d'effectuer une sélection des sources à cibler les plus adaptées.

Par ailleurs, la présence de *hard leads* a été vérifiée pour notre échantillon. Mais si des *hard lags* sont confirmés dans certains cas (suggéré par Munro et al 2003), il s'agira de déterminer les mécanismes impliqués, afin de complexifier le modèle. Aussi, les modélisations actuelles de sursauts X n'incluent pas la totalité des paramètres tels que les mécanismes de propagation des flammes, le rôle du champ magnétique, l'excitation de modes de surface ou l'utilisation d'une métrique exacte. De toute façon, les corrections apportées sont parfois négligeables face aux incertitudes des mesures. Dans l'attente d'une prochaine génération d'instruments, les travaux devront se concentrer sur ces développements théoriques, c'est un impératif pour exploiter avec confiance les oscillations des sursauts, pour estimer la masse et le rayon de l'étoile et ainsi contraindre l'équation d'état de la matière dense.

ANNEXES

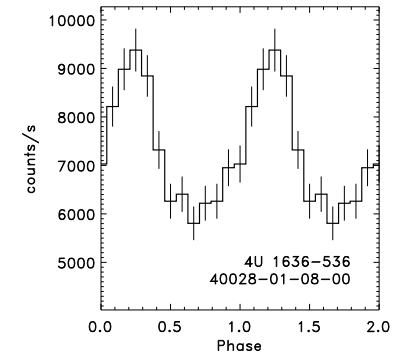
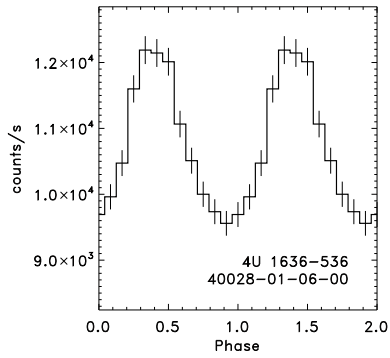
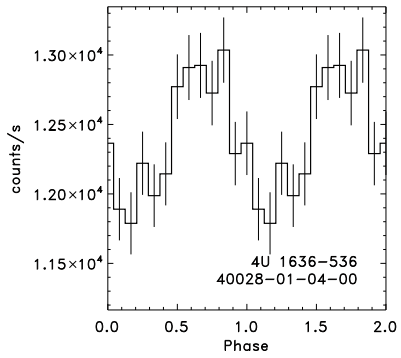
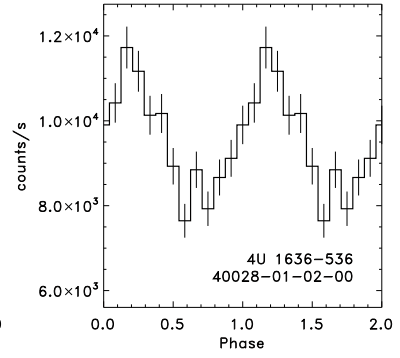
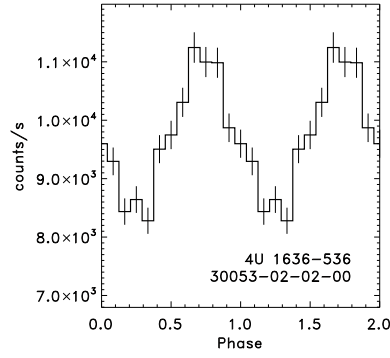
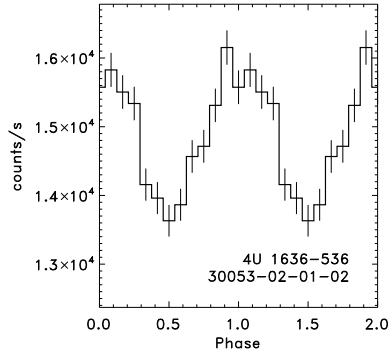
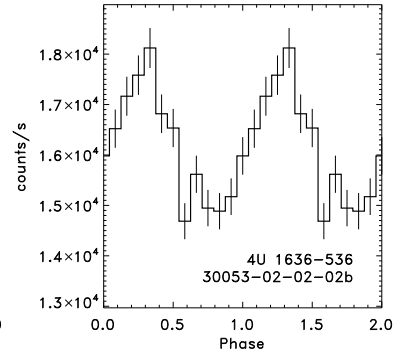
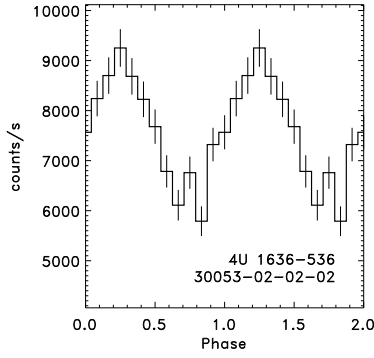
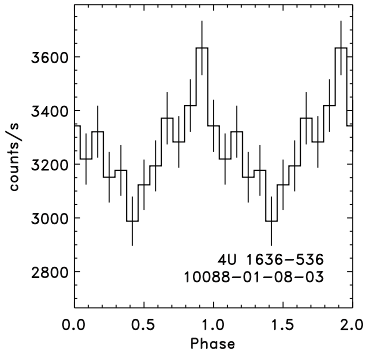
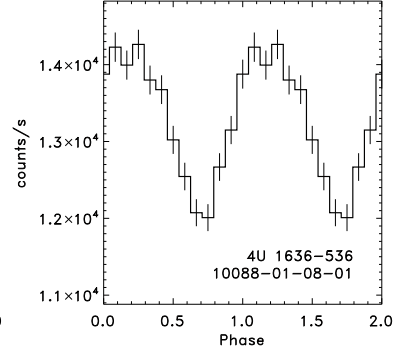
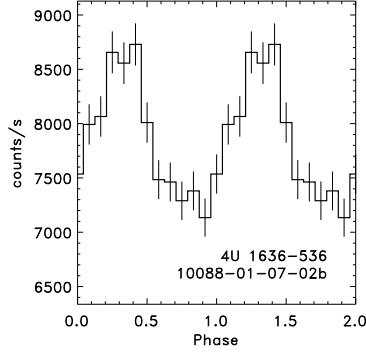
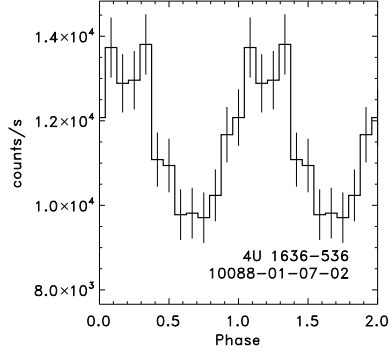
Annexe A

Catalogue des profils moyens des oscillations des sursauts X de type 1, calculés avec les données du *RXTE / PCA*

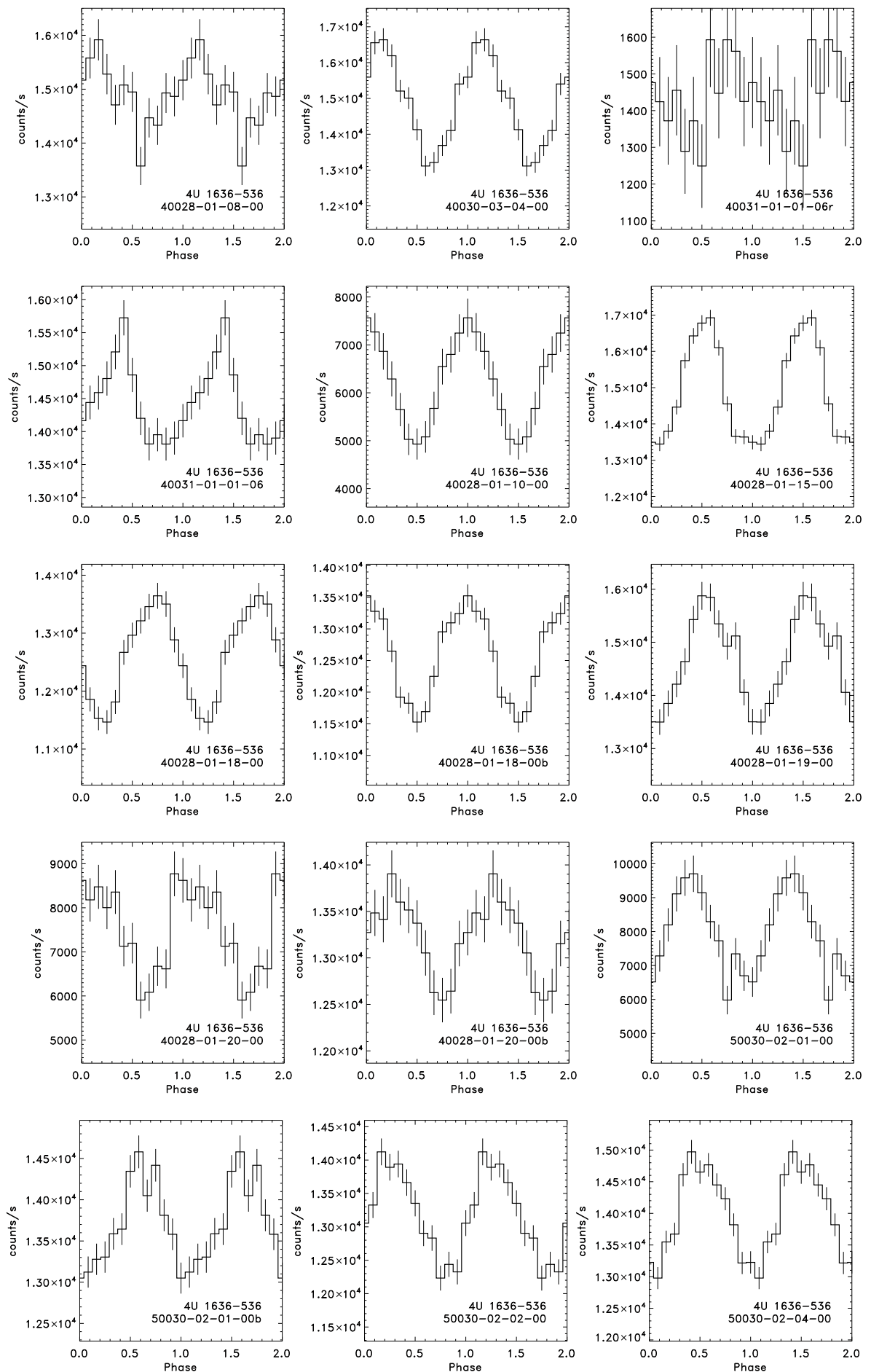
Dans cette annexe, je présente les profils moyens des oscillations calculés dans les phases de croissance et de décroissance des sursauts X de type 1, à partir des données du *Rossi X-ray Timing Explorer (Proportional Counter Array)*. 3 sources ont été analysées dans le Chapitre 2, Section 2.8, il s'agit de 4U 1636–536 (66 profils), XTE 1814–338 (29 profils) et 4U 1608–52 (9 profils).

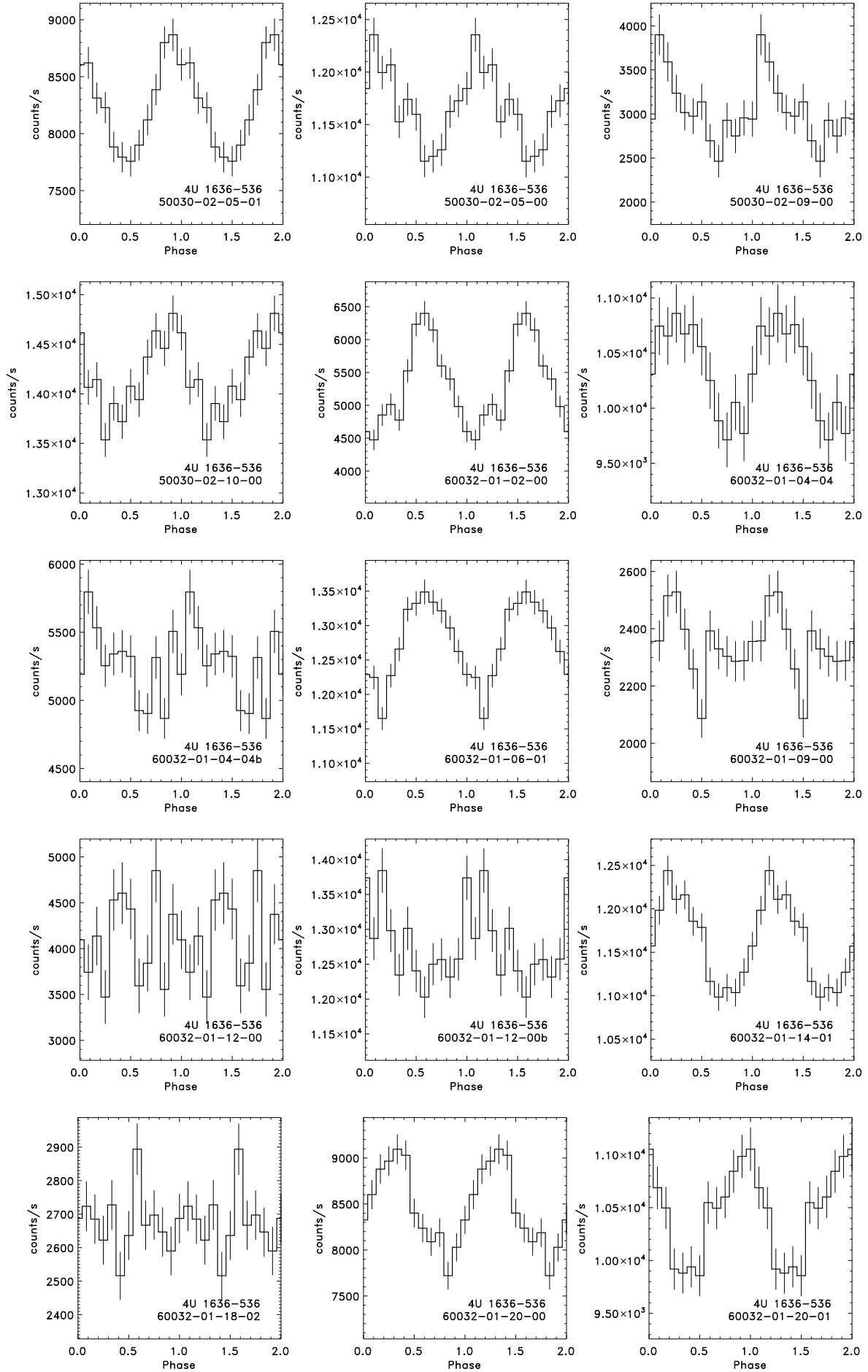
Chaque profil est représenté sur deux cycles rotationnels, avec 12 valeurs de phase par cycle. Les barres d'erreur à 1σ sont superposées. De même, le nom de la source et l'ObsID du signal sont indiqués.

4U 1636-536

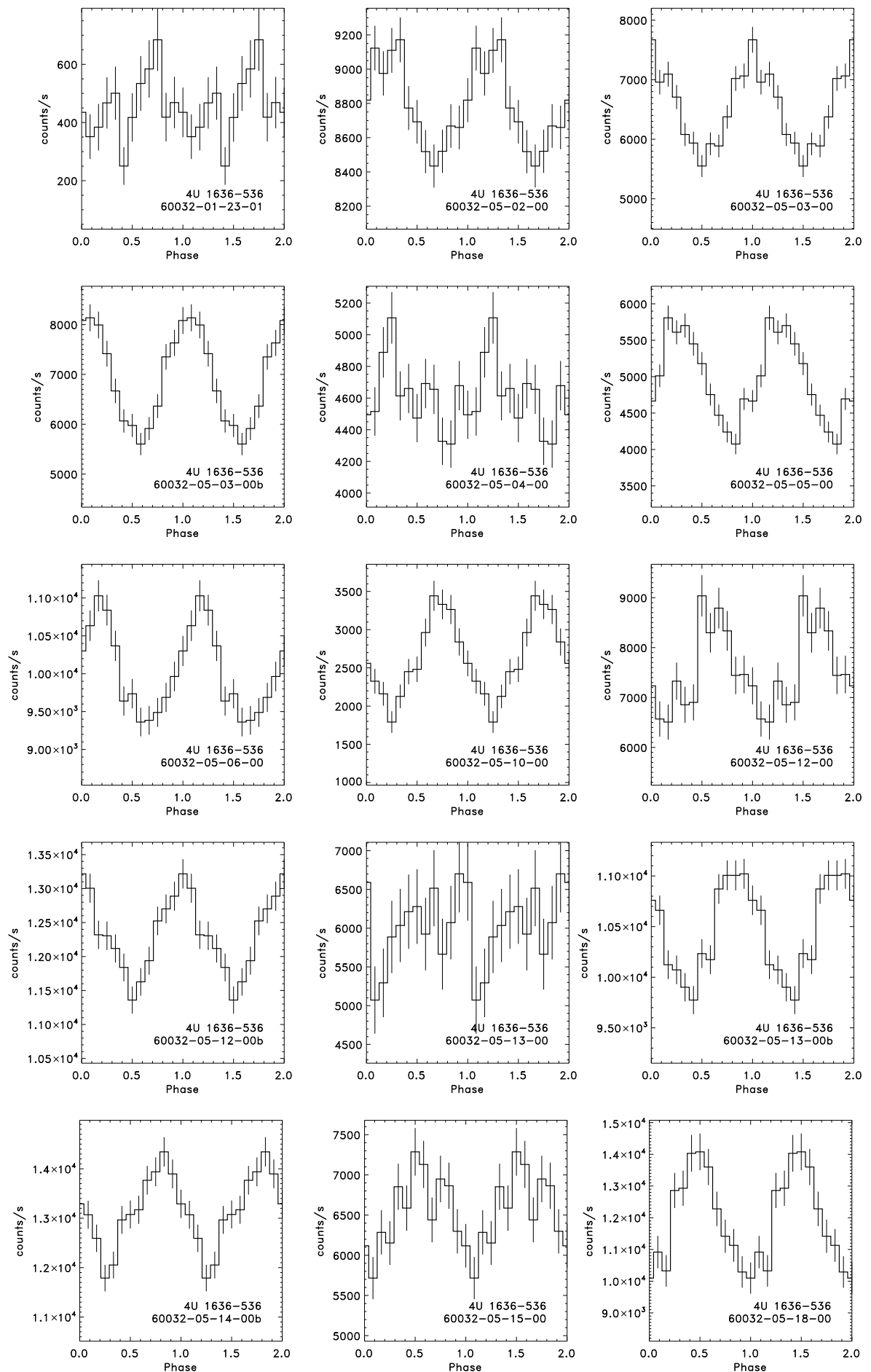


ANNEXE A. CATALOGUE DES PROFILS MOYENS DES OSCILLATIONS DES SURSAUTS X DE TYPE 1, CALCULÉS AVEC LES DONNÉES DU *RXTE/PCA127*





ANNEXE A. CATALOGUE DES PROFILS MOYENS DES OSCILLATIONS DES SURSAUTS X DE TYPE 1, CALCULÉS AVEC LES DONNÉES DU *RXTE/PCA*129



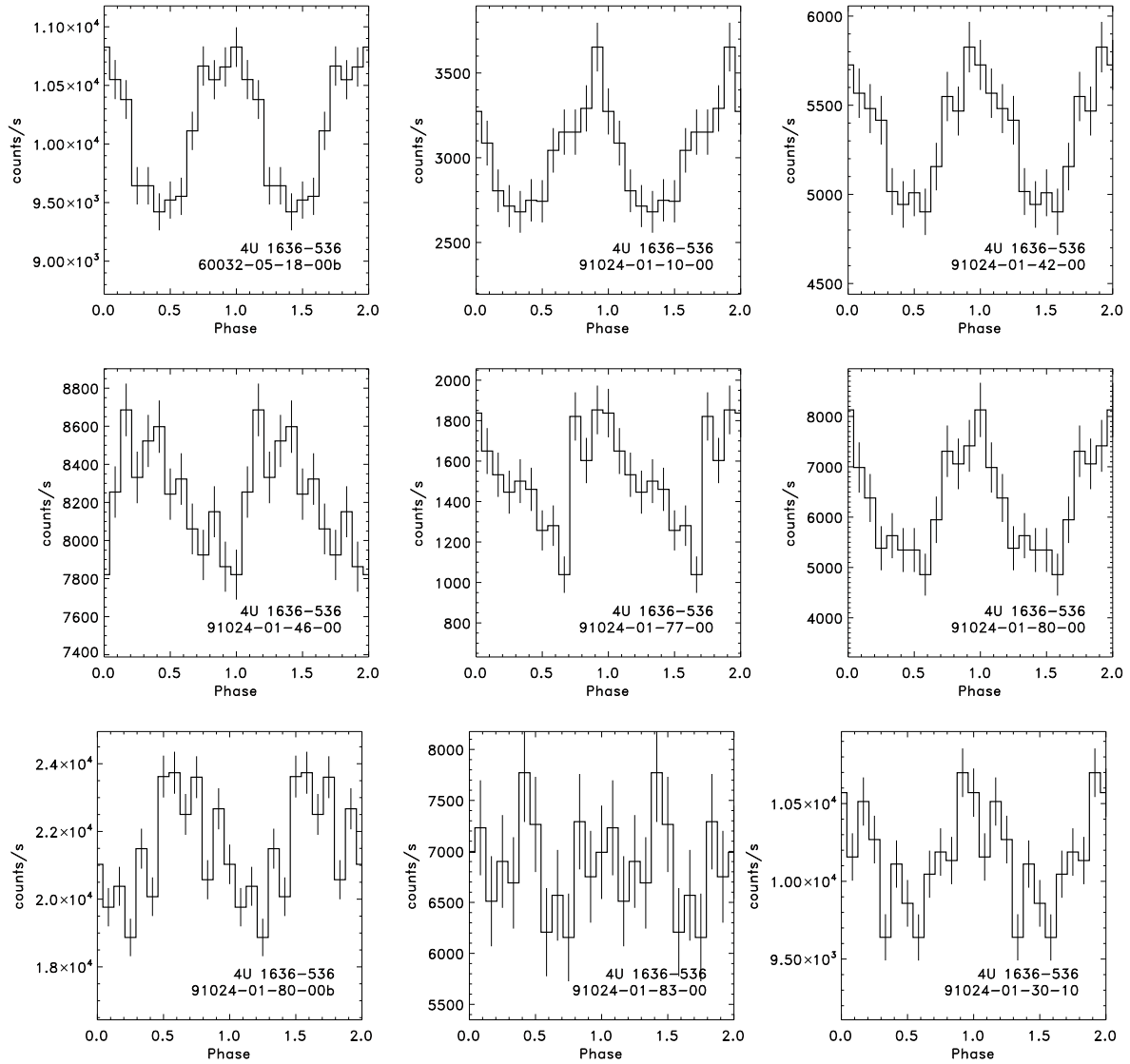
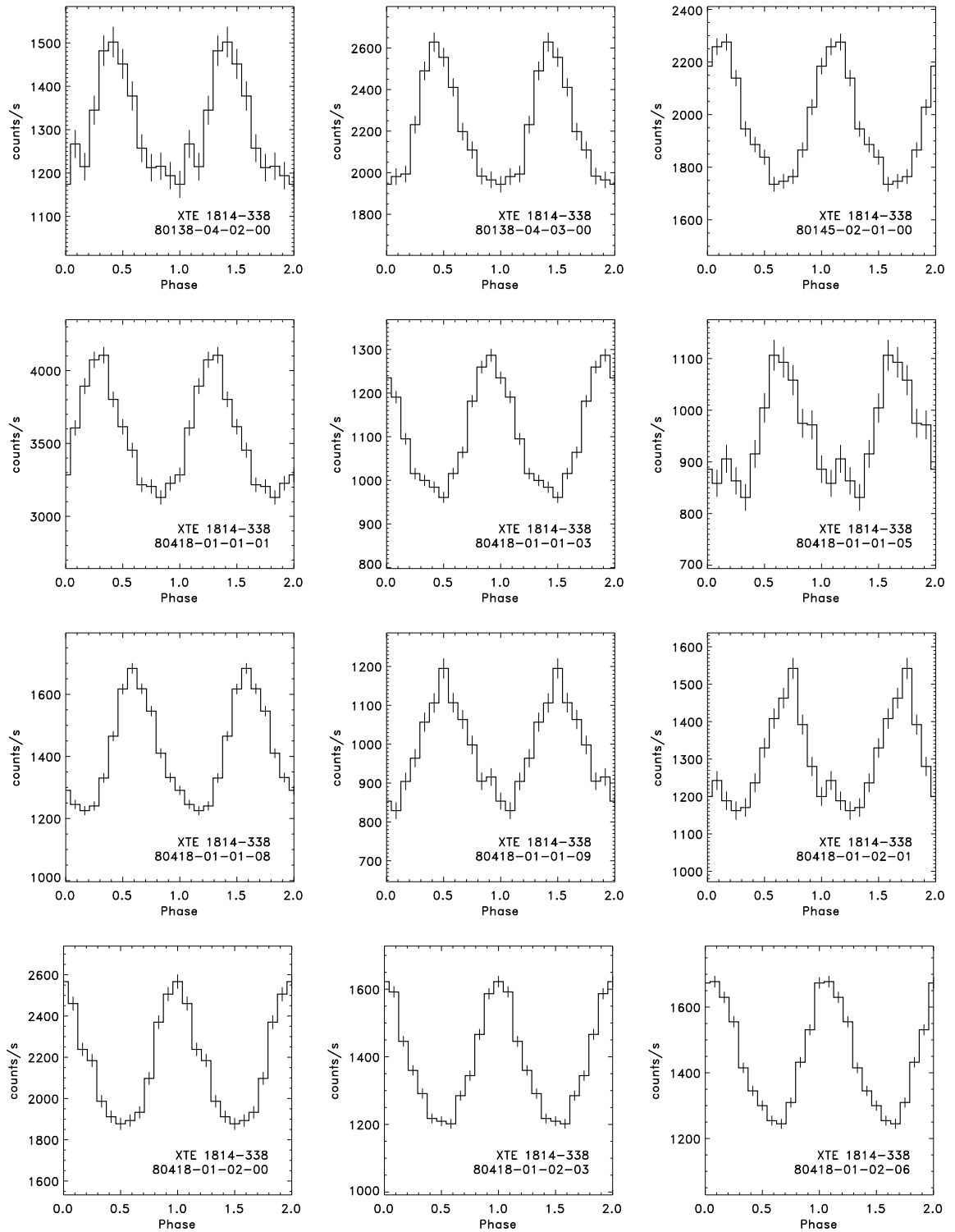
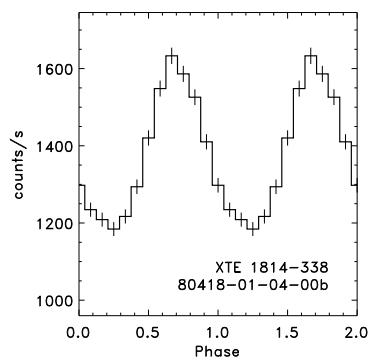
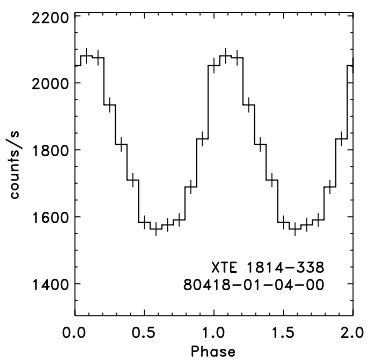
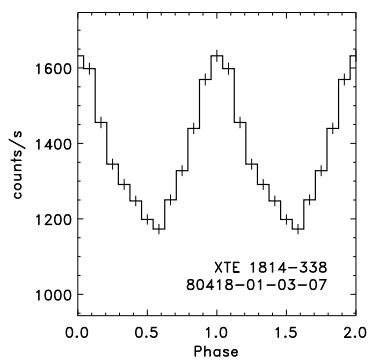
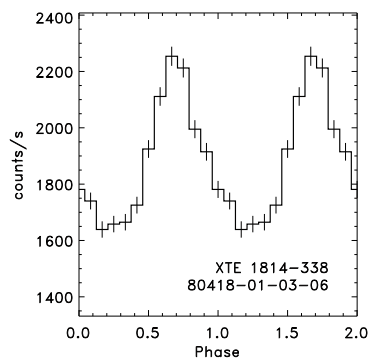
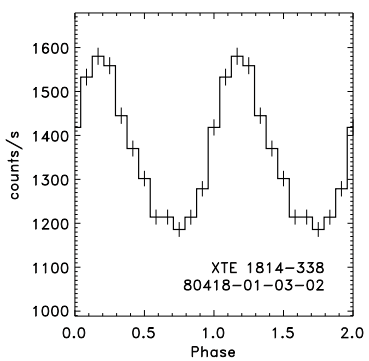
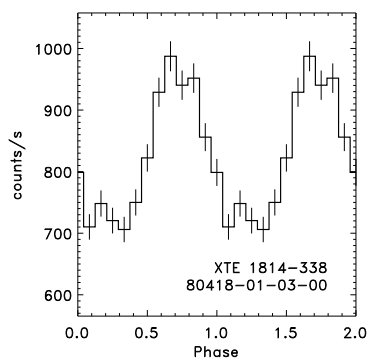
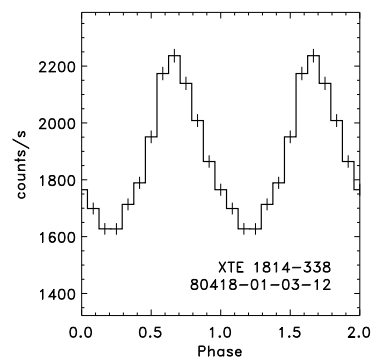
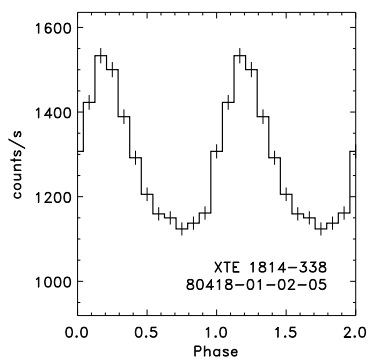
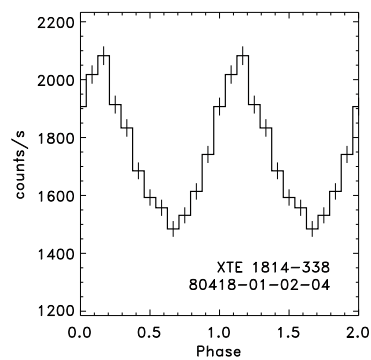
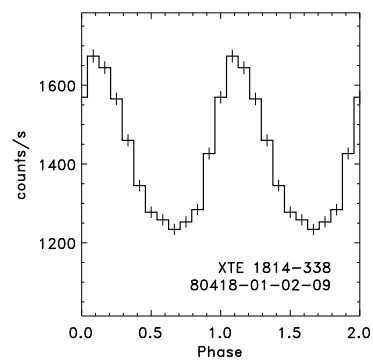
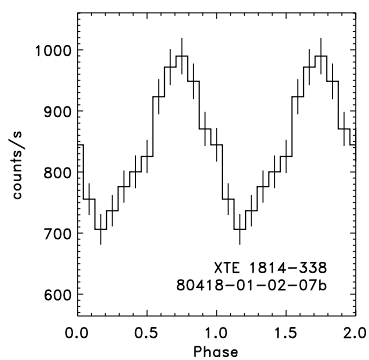
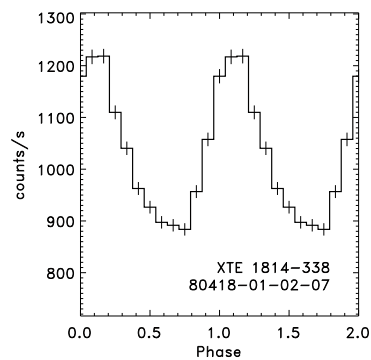


FIGURE A.1 – Catalogue des profils moyens des oscillations des sursauts de la source 4U 1636–536 (voir Tableau 2.2) analysés dans les données d’observation du *RXTE/PCA*. 12 valeurs de phase sont calculées et 2 cycles sont représentés. Les barres d’erreur représentent les incertitudes à 1σ . Au total, 66 trains d’oscillations périodiques significatifs ont été détectés dans 52 observations différentes de sursaut X de type 1. Il faut ajouter l’observation du super-sursaut analysé dans la Sous-section 2.8.2 du Chapitre 2

ANNEXE A. CATALOGUE DES PROFILS MOYENS DES OSCILLATIONS DES
SURSAUTS X DE TYPE 1, CALCULÉS AVEC LES DONNÉES DU *RXTE/PCA*131

XTE 1814-338





ANNEXE A. CATALOGUE DES PROFILS MOYENS DES OSCILLATIONS DES SURSAUTS X DE TYPE 1, CALCULÉS AVEC LES DONNÉES DU *RXTE/PCA*133

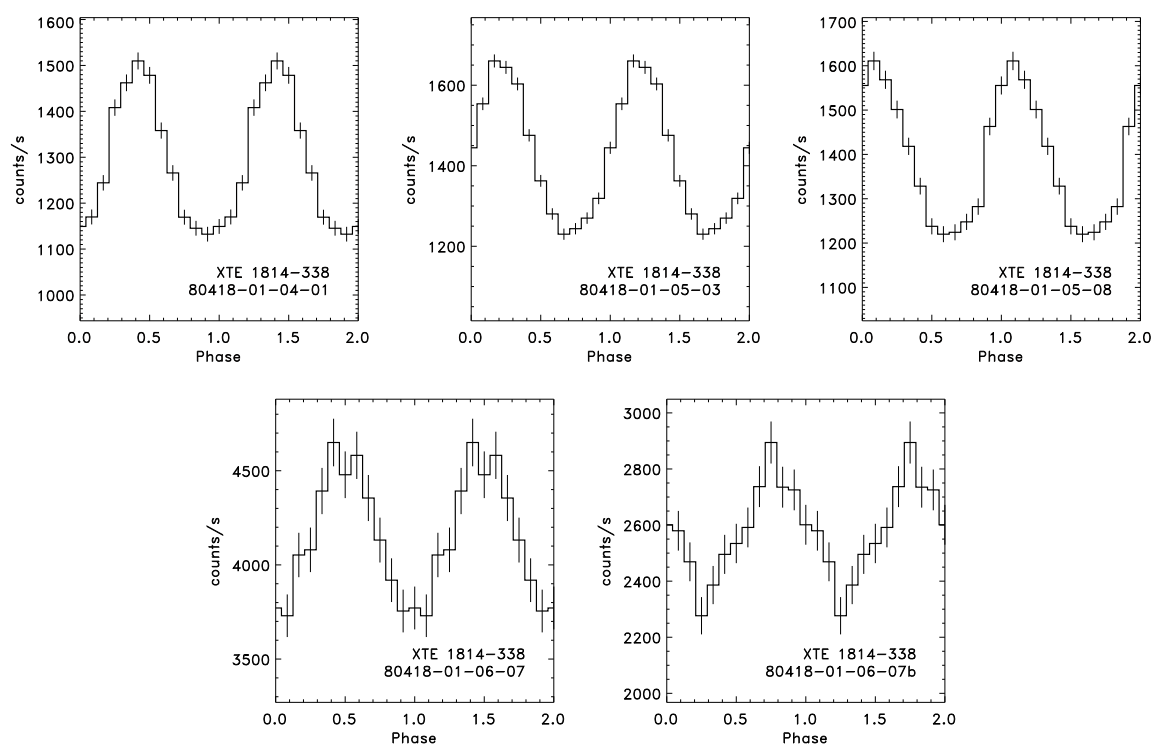


FIGURE A.2 – Catalogue des profils moyens des oscillations des sursauts de la source XTE 1814–338 (voir Tableau 2.5) analysés dans les données d’observation du *RXTE/PCA*. Au total, 29 trains d’oscillations périodiques très longs et significatifs ont été détectés dans des observations de sursaut X de type 1 de la source XTE 1814–338. Dans leur quasi-totalité, ces signaux s’étalent sur les phases de croissance et de décroissance des sursauts.

4U 1608-52

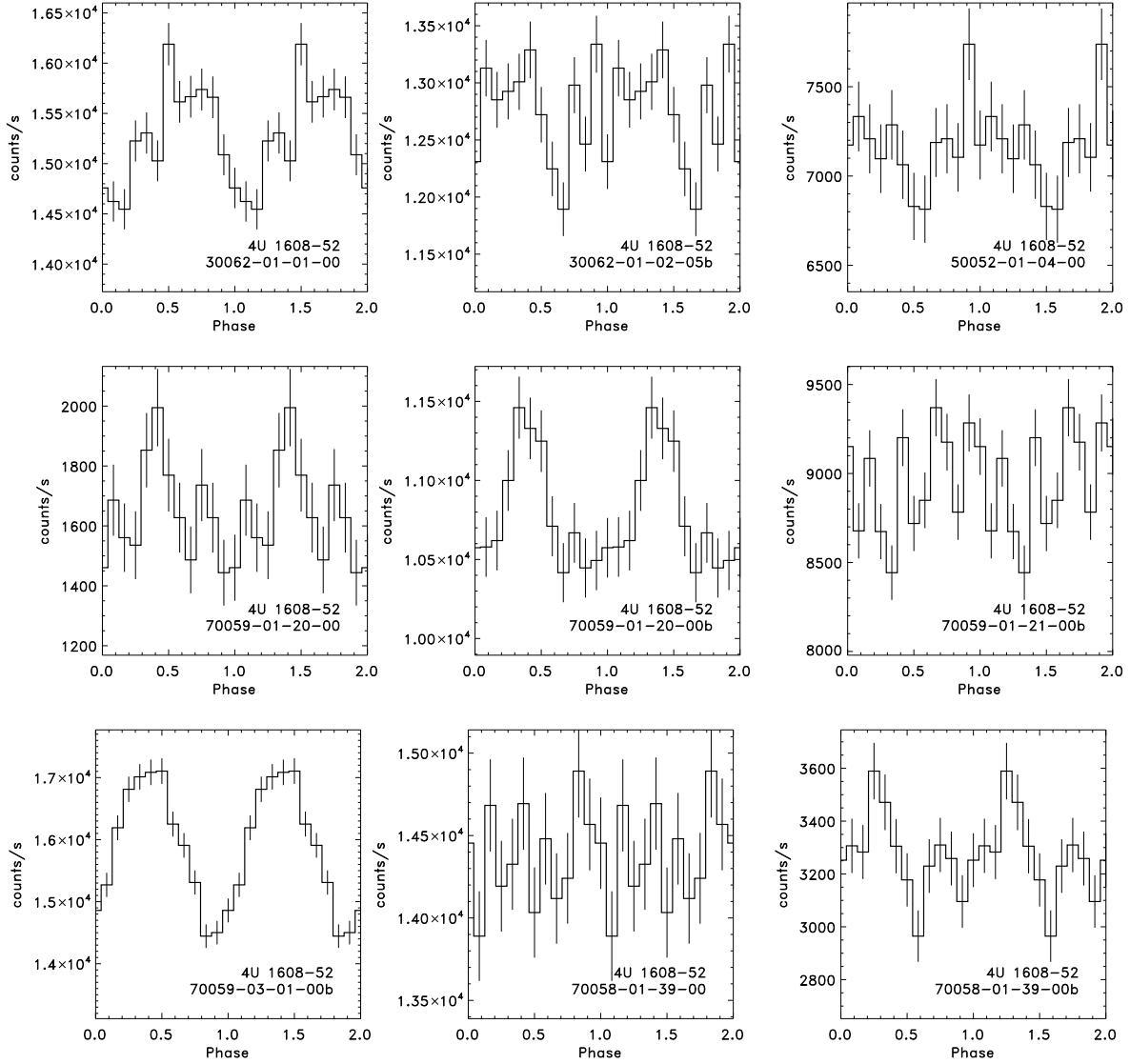


FIGURE A.3 – Catalogue des profils moyens des oscillations des sursauts de la source 4U 1608-52 (voir Tableau 2.6) analysés dans les données d'observation du *RXTE/PCA*. Au total, 9 trains d'oscillations périodiques ont été détectés dans 7 observations différentes de sursauts X de type 1.

Annexe B

Testing the rotating hotspot model using X-ray burst oscillations from 4U 1636–536

Artigue, Barret, Lamb, Lo, et Miller 2013

MNRAS, 433 :L64– L68, juin 2013

doi :10.1093/mnrasl/slt059

<http://adsabs.harvard.edu/abs/2013MNRAS.433L..64A>

Résumé

Dans cet article, nous avons testé le modèle de tache chaude en rotation rapide à la surface d'une étoile à neutrons à partir d'un échantillon de 5 sursauts X de l'étoile 4U 1636–536. Jusqu'alors, aucun résultat significatif n'avait pu démontrer la validité, sinon l'application du modèle lors des oscillations de sursaut. L'intérêt de ces oscillations étant d'offrir un cadre permettant de contraindre les paramètres (masse, rayon, etc.) de l'étoile, un modèle est indispensable.

Nous avons donc fait une analyse détaillée d'un échantillon des sursauts étudiés par Munro et al. 2003. Cette étude n'avait pas montré l'évidence d'une variation de phase des profils d'oscillations en fonction de l'énergie, prédite par le modèle de tache chaude (en raison du rôle des effets Doppler sur l'émission de la surface de l'étoile). Notre analyse a révélé la présence apparente de la tendance souhaitée (à savoir que les profils à haute énergie précèdent les profils à basse énergie).

En réalisant un ajustement conjoint du modèle aux données individuelles des oscillations de sursauts de 4U 1636–536, nous avons pu démontrer l'applicabilité du modèle pour cet échantillon et obtenir des contraintes sur la masse et le rayon de l'étoile, nécessaires pour contraindre l'équation d'état de la matière dense. Ce travail ouvre une voie encourageante vers une application sur d'autres observations et d'autres sources.

Testing the rotating hotspot model using X-ray burst oscillations from 4U 1636–536

Romain Artigue,^{1,2}★ Didier Barret,^{1,2} Frederick K. Lamb,^{3,4} Ka Ho Lo³
and M. Coleman Miller⁵

¹Université de Toulouse, UPS-OMP, IRAP, F-31028 Toulouse, France

²CNRS, Institut de Recherche en Astrophysique et Planétologie, 9 Avenue du Colonel Roche, F-31028 Toulouse, France

³Center for Theoretical Astrophysics and Department of Physics, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1110 West Green Street, Urbana, IL 61801-3080, USA

⁴Department of Astronomy, University of Illinois at Urbana-Champaign, 1002 West Green Street, Urbana, IL 61801-3074, USA

⁵Department of Astronomy and Joint Space-Science Institute, University of Maryland, College Park, MD 20742-2421, USA

Accepted 2013 May 9. Received 2013 May 2; in original form 2013 March 1

ABSTRACT

Precise and accurate measurements of neutron star masses and radii would provide valuable information about the still uncertain properties of cold matter at supranuclear densities. One promising approach to making such measurements involves an analysis of the X-ray flux oscillations often seen during thermonuclear (type 1) X-ray bursts. These oscillations are almost certainly produced by emission from hotter regions on the stellar surface modulated by the rotation of the star. One consequence of the rotation is that the oscillation should appear earlier at higher photon energies than at lower energies. Ford found compelling evidence for such a hard lead in the tail oscillations of one type 1 burst from Aql X-1. Subsequently, Muno, Özel & Chakrabarty analysed oscillations in the tails of type 1 bursts observed using the *Rossi X-ray Timing Explorer*. They found significant evidence for variation of the oscillation phase with energy in 13 of the 51 oscillation trains they analysed and an apparent linear trend of the phase with energy in six of nine average oscillation profiles produced by folding the energy-resolved oscillation waveforms from five stars and then averaging them in groups. In four of these nine averaged energy-resolved profiles, the oscillation appeared to arrive earlier at lower energies than at higher energies. Such a trend is inconsistent with a simple rotating hotspot model of the burst oscillations and, if confirmed, would mean that this model cannot be used to constrain the masses and radii of these stars and would raise questions about its applicability to other stars. We have therefore re-analysed individually the oscillations observed in the tails of the four type 1 bursts from 4U 1636–536 that, when averaged, provided the strongest evidence for a soft lead in the analysis by Muno et al. We have also analysed the oscillation observed during the superburst from this star. We find that the data from these five bursts, treated both individually and jointly, are fully consistent with a rotating hotspot model. Unfortunately, the uncertainties in these data are too large to provide interesting constraints on the mass and radius of this star.

Key words: equation of state – relativistic processes – stars: neutron – X-rays: binaries – X-rays: bursts.

1 INTRODUCTION

The central regions of neutron stars contain highly degenerate matter with densities up to several times nuclear saturation density. The properties of this matter cannot be studied in terrestrial lab-

oratories but can be probed by determining the masses and radii of neutron stars (see e.g. Lattimer & Prakash 2007). One method proposed to obtain this information involves fitting detailed models to the waveforms of the oscillations often seen during type 1 (thermonuclear) X-ray bursts (see e.g. Strohmayer 1992, 2004; Miller & Lamb 1998; Braje, Romani & Rauch 2000; Weinberg, Miller & Lamb 2001; Nath, Strohmayer & Swank 2002; Bhattacharyya et al. 2005; Cadeau, Leahy & Morsink 2005; Cadeau et al. 2007;

★ E-mail: romain.artigue@irap.omp.eu

Bogdanov 2013; see Watts 2012 for a recent overview of the properties of these bursts). These oscillations are thought to be produced by rotational modulation of the emission from a hotspot that rotates at or close to the stellar spin frequency (Strohmayer et al. 1996). The amplitude of the oscillation and its harmonic content are affected by special relativistic Doppler boosts and aberration and gravitational light deflection, which depend on the mass and radius of the star. The mass and radius of the star can therefore be determined by fitting sufficiently accurate waveform models to waveform data of sufficient quality. It is likely that an analysis of data from oscillations during the tails of bursts will provide the best constraints on the mass and radius of the star (see Lo et al. 2013).

A strong prediction of the rotating hotspot model is that the oscillation should appear earlier at higher photon energies than at lower energies (e.g. Strohmayer 2000). This is most easily seen in an extreme case. The spectral shape of the emission from burst atmospheres typically has a shape close to the shape of a Bose–Einstein spectrum (see e.g. Boutloukos, Miller & Lamb 2010). At energies well above the peak of the spectrum, the observed maximum of the burst oscillation will occur at the stellar rotational phase that maximizes the blueshift of the hotspot relative to the observer, which happens when the spot is near the approaching limb of the star. In contrast, at energies near the peak of the spectrum the maximum of the oscillation will occur later, when the projected area of the spot is close to its maximum. Ford (1999) found just such a hard lead in *Rossi X-ray Timing Explorer* (*RXTE*) observations of the oscillation during the tail of a type 1 burst from Aql X-1.

Muno, Özel & Chakrabarty (2003) subsequently analysed 51 oscillation trains in *RXTE* data from the tails of type 1 bursts from six neutron stars. They folded each of these oscillation trains to produce oscillation profiles and then measured the phases of these profiles using linear least-squares fits of sinusoids to the oscillation profiles. Although the uncertainties of the oscillation phases were relatively large, they found significant evidence for phase variations with photon energy in 13 of the 51 oscillation trains. Of these 13 trains, 7 showed random phase variations while the remaining 6 showed either no significant lags or a roughly linear phase trend corresponding to a hard lag.

Muno et al. (2003) then grouped all the energy-resolved oscillation profiles from a given star for each *RXTE* Proportional Counter Array (PCA) gain epoch and averaged the profiles within each of the resulting nine groups. They found that five of the nine averaged energy-resolved oscillation profiles showed significant phase variations with energy. The phase variations in one of these five profiles appeared to be random while the phase variations in the other four were consistent with a linear increase in phase with energy. The apparent hard lags in these profiles are inconsistent with production of these oscillations by a rotating heated area that emits thermal radiation. Muno et al. speculated that these hard lags might be caused by Comptonization. If confirmed, statistically significant hard lags would mean that a simple rotating spot model of burst oscillations cannot be used to constrain the masses and radii of these stars and would raise questions about the applicability of this model to other stars.

Here we re-analyse individually the oscillations observed in the tails of four type 1 bursts from 4U 1636–536. The average oscillation profiles (Muno et al. 2003) constructed by summing the individual profiles from these bursts provided the strongest evidence for a soft lead in their burst oscillation analysis. We also analyse the oscillation observed during the superburst from this star. In contrast to Muno et al., we find that the data from these bursts, treated both individually and jointly, are fully consistent with a rotating hotspot

model. The uncertainties in the *RXTE* data are too large to provide interesting constraints on the mass and radius of this star.

The number of counts in these burst oscillation profiles is so small that the consistency of these profiles with the rotating spot model cannot be taken as confirmation of this model. However, this consistency does mean that these data do not challenge the rotating spot model and that fitting this model to burst oscillation data remains a viable way to constrain neutron star masses and radii using higher quality data from future large-area timing missions such as the *Large Observatory for X-ray Timing* (*LOFT*; Del Monte, Donnarumma & Consortium 2012; Feroci et al. 2012; Mignani et al. 2012) and the *Advanced X-ray Timing Array* (*AXTAR*; Chakrabarty, Ray & Strohmayer 2008; Ray et al. 2011).

In Section 2, we describe the X-ray data we use in this study and the results of our timing analysis. In Section 3, we discuss our results and conclusions.

2 DATA, ANALYSIS AND RESULTS

Our analysis is based on event mode data from the *RXTE* PCA. This mode has a time resolution of 1/8192 s and is therefore well suited for studying burst oscillations with frequencies of hundreds of hertz. We focused on the 4U 1636–536 type 1 bursts observed during PCA gain Epoch 4 (the boundaries of the PCA energy channels are slightly different in different epochs), because the averaged energy-resolved folded profile of the oscillations during these bursts that was constructed by Muno et al. (2003) appeared to show a systematic soft lead (see the top-middle panel of their fig. 2), contrary to what is predicted by a simple rotating hotspot model. We also analysed data from *RXTE* observations of the hours-long superburst from 4U 1636–536 (Strohmayer & Markwardt 2002), which occurred during PCA gain Epoch 5, to determine whether we could obtain an acceptable joint fit to the data on all these bursts.

There were four type 1 bursts from 4U 1636–536 during PCA gain Epoch 4 that had detectable oscillations; their ObsIDs are listed in the first four rows of Table 1. Epoch 4 ObsIDs 40028-01-08-00 and 40031-01-01-06 each had one additional oscillation train some seconds after the segments we analysed, but these trains were too weak to satisfy our significance criterion and hence we have not included them in our analysis.

We followed Muno et al. (2003) by using five energy bins spanning photon energies from 2 to 23 keV. We also followed Muno et al. by analysing the oscillations during the tails of the bursts rather than during their rising portions, where the changing frequencies and rapidly changing amplitudes of the oscillation trains could introduce additional complications.

For each burst, we first searched for the starting time and duration of the single segment of the burst that maximized the significance of the oscillating signal. Searches using the Leahy power (Leahy et al. 1983) or, equivalently, the Z_1^2 statistic (Buccheri et al. 1983; Strohmayer & Markwardt 1999), and the deviation of χ^2 for the best folded profile from its value assuming no oscillation all yielded

Table 1. Properties of the 4U 1636–536 burst segments analysed.

ObsID	Start time	Duration (s)	Mean frequency (Hz)
40028-01-06-00	171 611 735.014	3.260	580.3985
40028-01-08-00	172 366 987.063	1.301	580.5576
40030-03-04-00	172 431 061.302	1.926	580.4122
40031-01-01-06	172 609 556.020	2.645	581.1129
50030-02-08-01	225 479 593.957	149.251	581.9692

equivalent results. This approach implicitly assumes that the oscillation frequency is constant. For the four type 1 bursts, we explored durations ranging from 0.5 to 6 s in steps of 1/16 of a second, with starting times 1/16 of a second apart throughout the burst tail. For the superburst, we tried durations between 64 and 1024 s in steps of 8 s throughout the portion of the burst where X-ray flux oscillations were observed. The superburst has two distinct trains of detectable oscillations, separated by a 200 s gap (see fig. 6 of Strohmayer & Markwardt 2002). In principle, the single segment of data in which the oscillation was most significant could have spanned the two trains or been confined to one train or the other. We found that the segment in which the oscillation was most significant lasted ~ 150 s and was entirely within the second train. This is the segment that we used in our analysis. For the first type 1 burst, we also tried fits using a frequency that varies linearly or exponentially with time. For the superburst, we tried these two frequency models and the frequency model of Strohmayer & Markwardt (2002), which assumes a constant intrinsic frequency but includes the Doppler shift produced by their orbital solution. The measured phase lags and associated error bars using all these different frequency models were fully consistent with those derived using a constant frequency model. Because there is a possibility that the intrinsic frequency is not constant and because the constant observed frequency model fits the data very well, we preferred to use this simpler model in our analysis. This also made our analysis of the superburst exactly the same as our analyses of the shorter bursts. We then used epoch folding (see e.g. Davies 1990) to determine the frequency of the oscillation during each burst segment and to construct a folded oscillation profile for each set of energy channels. The start time, duration and oscillation frequency for each of the five burst segments we analysed are listed in Table 1.

We determined the zero phase (maximum flux) of the bolometric oscillation profile and the oscillation profile in each set of energy channels by fitting a sinusoidal model to each of these profiles. The parameters in this model were the phase, amplitude and DC level. We estimated the 1σ uncertainties in these parameters using the standard approach. Namely, we began with the overall best-fitting values of the three parameters. We then varied one parameter from its best-fitting value while minimizing χ^2 with respect to the other two parameters, until we found the value of the first parameter that gave a $\Delta\chi^2$ of 1 relative to the χ^2 for the best-fitting parameter values. We used this value of the first parameter to define its 1σ uncertainty region. We then repeated this procedure for the other two parameters.

Following Munro et al. (2003), we used the parameter values in our fitted sinusoidal models to determine the phase of the oscillation profile in each set of energy channels relative to the phase of the bolometric oscillation profile. We also computed the relative phases by cross-correlating the profiles. The results were consistent with the results from the sinusoidal fits. Both methods confirmed the hard lead found by Ford (1999) for the oscillation in a segment of the tail of a burst from Aql X-1. We also studied earlier portions of that burst but found large data gaps that render any conclusions concerning these portions untrustworthy.

Fig. 1 shows our results for the phases of the oscillation profiles as a function of photon energy. These results are insensitive to small changes in the start times and durations of the data segment and the oscillation frequencies. In this figure, a negative lag implies that the maximum of the oscillation in that energy range arrived, on average, before the maximum of the oscillation in the bolometric profile. A positive lag means the opposite. As explained earlier, models in which the oscillation is produced by thermal emission from a

rotating spot predict an increasingly negative lag with increasing energy.

Fig. 1 also shows the results of a fit to these data of the model waveform produced by a uniform circular hotspot fixed to the rotating star with a spectrum having the shape of a Planck spectrum, computed using the algorithms described briefly in Lamb et al. (2009a,b) and more extensively in Lo et al. (2013). In fitting this model, the mass, radius, observer latitude and distance to the star were kept fixed for all five bursts, but the latitude of the spot centre, the spot angular radius and the spot colour temperature were allowed to be different for each burst. In order to extract maximal information from the data, we used standard Bayesian techniques to compare our model predictions with the data, which were broken into 16 phase bins and 64 energy channels, as provided by the PCA event modes. We used data from energy channels 3 through 26. The highest energy channel corresponds roughly to 23 keV, above which the background tends to dominate, for soft sources such as bursts. We folded the energy-resolved oscillation profile model through the appropriate response matrix for each of the data segments we analysed. The fitting process generates a best-fitting model of the background, as described in Lo et al. (2013). The error bars on the fitted parameters take into account the modelled background. The fit shown is for a star with a mass of $1.5 M_\odot$ and a radius of 8.8 km, an observer inclination relative to the stellar spin axis of 56° and a distance of 6.5 kpc [consistent with the distance of $(6.0 \pm 0.5)(M/1.4 M_\odot)^{1/2}$ kpc estimated by Galloway et al. (2006)]. A wide range of other stellar masses and radii give comparably good fits to these data, so we are unable to derive interesting constraints on the properties of this neutron star using these data.

A simple rotating hotspot model is fully consistent with the 4U 1636–536 data that we analysed. The fits of this model go through 76 per cent (19 of 25) of the one-sigma error regions. The Cash statistic (Cash 1979, note that this statistic is an analogue of χ^2 for small numbers of counts and asymptotes to χ^2 for large numbers of counts) for the joint fit is 1859 for 1850 degrees of freedom. If we treat this as a χ^2 distribution, then if the model is correct we will find χ^2 of 1859 or larger for 1850 degrees of freedom in approximately 44 per cent of realizations. The Cash statistic when only the data in the top-left panel of the five panels of Fig. 1 are compared to the model that best fits the data in all five panels is 401.8 for 372 degrees of freedom. A χ^2 this large or larger is expected 14 per cent of the time if this model is correct. The simple rotating hotspot model is therefore fully consistent with these data, especially because the data shown for each burst were obtained by folding the oscillation waveform over several seconds of a burst that itself lasted only a few seconds, a procedure that undoubtedly smeared the oscillation profile. The uncertainties in the lag estimates are sufficiently large that occasional apparent soft leads (such as the one in the leftmost panel) are consistent with being statistical fluctuations. The superburst, which has far more counts than any of the type 1 bursts, does appear to show a hard lead, in accordance with the prediction of a simple rotating spot model.

3 DISCUSSION

We have individually analysed the X-ray flux oscillations during four type 1 X-ray bursts from 4U 1636–536 observed using *RXTE* during its PCA gain Epoch 4 and the superburst from this star. We find that the variations of the phases of these oscillations with photon energy are fully consistent with a rotating hotspot model, whether the data from each burst are fitted individually or jointly.

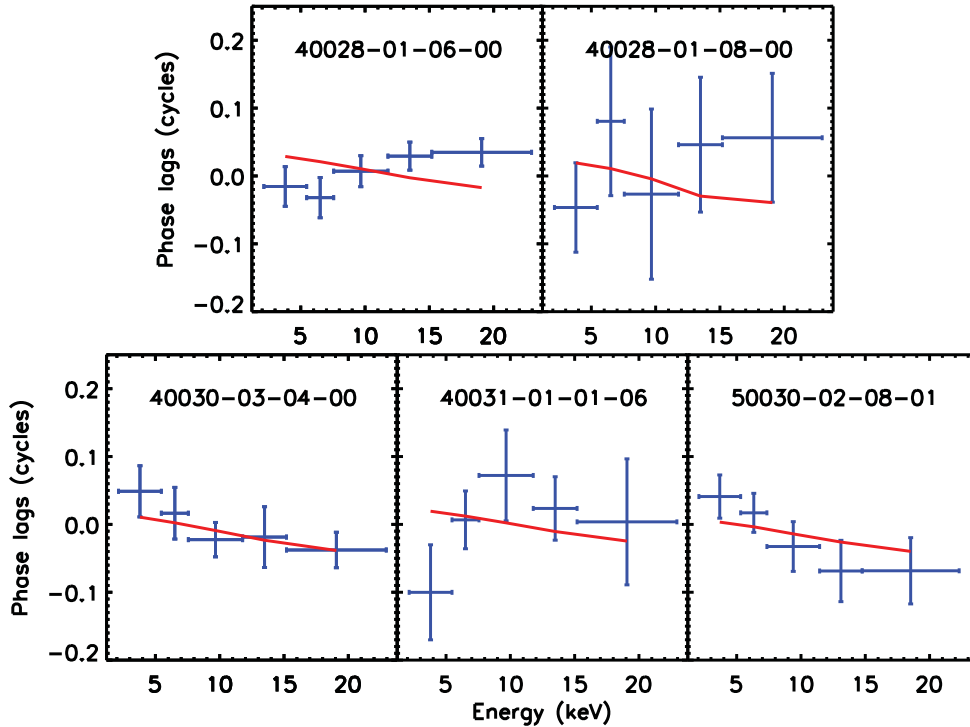


Figure 1. Phase lags for oscillations in the tails of five X-ray bursts from 4U 1636–536 (data points) and a joint fit of a simple rotating circular hotspot model to all the data (solid lines). This model is consistent with the data, as shown by the fact that model curves go through 19 of 25 (i.e. 76 per cent) of the 68 per cent confidence intervals and that the deviations of the data points from the model as large or larger than those shown would be expected in approximately 44 per cent of realizations if the model is correct. Although the deviations from the model curve of the data in the top left of the five panels may at first sight appear significant, deviations this large or larger would be expected by chance about 1/7 of the time if the model is correct. See the text for further details. The phases shown for the data points and the model points are both relative to the zero phase of the observed bolometric oscillation profile, which is defined by the maximum flux of the profile. Each panel shows the data and ObsID for one of the five bursts. The horizontal error bars indicate the approximate energy range covered by each channel while the vertical error bars show the 1σ uncertainties determined by fitting a sinusoid to the data. In fitting the rotating spot model to these data, the mass, radius, observer latitude and distance to the star were kept fixed for all five bursts, but the spot latitude, spot radius and spot colour temperature were allowed to vary from burst to burst. See the text for further details.

Unfortunately, the uncertainties in these data are too large to provide interesting constraints on the mass and radius of this star.

Our results for the variations of the phases of the oscillation profiles with photon energy differ from the results reported by Muno et al. (2003), which appeared to be inconsistent with a simple rotating hotspot model. The analysis by Muno et al. differed from ours in several respects. In particular, Muno et al. averaged the energy-resolved profiles of the oscillations observed during the type 1 X-ray bursts from 4U 1636–536 during *RXTE* PCA gain Epoch 4 and then analysed them, whereas we analysed the energy-resolved profiles of the oscillations observed during each burst individually and then jointly.

Averaging the oscillation profiles before analysing them is not the optimal procedure, because the variations of the phases of the oscillation profiles with energy differ from burst to burst in this data set, as shown in Fig. 1. This is to be expected, because the properties of the hotspot (such as its radius or inclination from the spin axis) can change from burst to burst. Indeed, Muno et al. found that the variations with energy of the phases of the oscillation profiles in the 4U 1636–536 bursts changed with time (the dependence during PCA gain Epochs 3, 4 and 5 differed from one another). This suggests that the oscillation profile does vary from burst to burst.

Our most important result is that the X-ray flux oscillations during the four type 1 X-ray bursts from 4U 1636–536 that we analysed and the superburst from this star are fully consistent with a simple

rotating hotspot model, whether the data from each burst are fitted individually or jointly. Thus, these data do not call into question the use of such a model to fit X-ray burst oscillation data and thereby constrain the masses and radii of individual neutron stars. At the same time, it is clear that more and better data will be required to obtain tight constraints. A similar conclusion was reached by Strohmayer (2000).

Proposed space missions that will obtain much better timing data include *NICER*, which will focus on deep observations of X-ray emitting rotation-powered millisecond pulsars (Gendreau, Arzoumanian & Okajima 2012; see Bogdanov 2013 for constraints recently obtained using *XMM-Newton* data), *LOFT*, which will have a collecting area more than an order of magnitude larger than the *RXTE* PCA (see Del Monte et al. 2012; Feroci et al. 2012; Mignani et al. 2012) and *AXTAR*, which would also have a collecting area much larger than the *RXTE* PCA (Chakrabarty et al. 2008; Ray et al. 2011). Our simulations of the precision of the phase lag measurements that could be achieved using *LOFT* show that it could achieve a precision of ~ 0.01 cycles, compared to the ~ 0.05 precision achieved using *RXTE*. A full Bayesian analysis of the constraints on the masses and radii of neutron stars that could be achieved by fitting waveform models to *LOFT* observations of burst oscillations (Lo et al. 2013) indicates that tight constraints can be achieved for systems that have a favourable geometry. Thus, there is a good prospect that these missions will provide neutron star mass and radius estimates

precise enough to tightly constrain the properties of cold supranuclear matter.

ACKNOWLEDGEMENTS

We thank Mike Muno for carefully reading and commenting on this manuscript. This work was supported in part by a grant from the Simons Foundation (grant number 230349 to MCM), NSF grant AST0708424 at Maryland, and NSF grant AST0709015 and the Fortner Chair at Illinois. MCM thanks the Department of Physics and Astronomy at Johns Hopkins University for their hospitality during his sabbatical. We are grateful to Anna Watts, Deepto Chakrabarty and Feryal Özel for useful comments on a previous version of this Letter. We also thank the referee for a report that helped us clarify some of the statements made in the Letter.

REFERENCES

- Bhattacharyya S., Strohmayer T. E., Miller M. C., Markwardt C. B., 2005, *ApJ*, 619, 483
- Bogdanov S., 2013, *ApJ*, 762, 96
- Boutloukos S., Miller M. C., Lamb F. K., 2010, *ApJ*, 720, L15
- Braje T. M., Romani R. W., Rauch K. P., 2000, *ApJ*, 531, 447
- Buccheri R. et al., 1983, *A&A*, 128, 245
- Cadeau C., Leahy D. A., Morsink S. M., 2005, *ApJ*, 618, 451
- Cadeau C., Morsink S. M., Leahy D., Campbell S. S., 2007, *ApJ*, 654, 458
- Cash W., 1979, *ApJ*, 228, 939
- Chakrabarty D., Ray P. S., Strohmayer T. E., 2008, in *AIP Conf. Proc.* Vol. 1068, *A Decade of Accreting Millisecond X-ray Pulsars*. Am. Inst. Phys., New York, p. 227
- Davies S. R., 1990, *MNRAS*, 244, 93
- Del Monte E., Donnarumma I., Consortium L., 2012, *Mem. Soc. Astron. Ital.*, 83, 352
- Feroci M. et al., 2012, *Exp. Astron.*, 34, 415
- Ford E. C., 1999, *ApJ*, 519, L73
- Galloway D. K., Psaltis D., Muno M. P., Chakrabarty D., 2006, *ApJ*, 639, 1033
- Gendreau K. C., Arzoumanian Z., Okajima T., 2012, *Proc. SPIE*, 8443, 13
- Lamb F. K., Boutloukos S., Van Wassenhove S., Chamberlain R. T., Lo K. H., Miller M. C., 2009a, *ApJ*, 705, L36
- Lamb F. K., Boutloukos S., Van Wassenhove S., Chamberlain R. T., Lo K. H., Clare A., Yu W., Miller M. C., 2009b, *ApJ*, 706, 417
- Lattimer J. M., Prakash M., 2007, *Phys. Rep.*, 442, 109
- Leahy D. A., Darbro W., Elsner R. F., Weisskopf M. C., Kahn S., Sutherland P. G., Grindlay J. E., 1983, *ApJ*, 266, 160
- Lo K. H., Miller M. C., Bhattacharyya S., Lamb F. K., 2013, *ApJ*, preprint (arXiv:1304.2330)
- Mignani R. P. et al., 2012, in Griffin E., Hanisch R., Seaman R., eds, *Proc. IAU Symp. 285, New Horizons in Time-Domain Astronomy*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, p. 372
- Miller M. C., Lamb F. K., 1998, *ApJ*, 499, L37
- Muno M. P., Özel F., Chakrabarty D., 2003, *ApJ*, 595, 1066
- Nath N. R., Strohmayer T. E., Swank J. H., 2002, *ApJ*, 564, 353
- Ray P. S., Philips B. F., Wood K. S., Chakrabarty D., Remillard R. A., Wilson-Hodge C. A., 2011, in *Proceedings of Science HTRS 2011: Fast X-ray Timing and Spectroscopy at Extreme Count Rates*. PoS
- Strohmayer T. E., 1992, *ApJ*, 388, 138
- Strohmayer T. E., 2000, *AIP Conf. Ser. Vol. 522, Cosmic Explosions: Tenth Astrophysics Conference*. Am. Inst. Phys., New York, p. 375
- Strohmayer T. E., 2004, in Kaaret P., Lamb F. K., Swank J. H., eds, *AIP Conf. Ser. Vol. 714, X-ray Timing 2003: Rossi and Beyond*. Am. Inst. Phys., New York, p. 245
- Strohmayer T. E., Markwardt C. B., 1999, *ApJ*, 516, L81
- Strohmayer T. E., Markwardt C. B., 2002, *ApJ*, 577, 337
- Strohmayer T. E., Zhang W., Swank J. H., Smale A., Titarchuk L., Day C., Lee U., 1996, *ApJ*, 469, L9
- Watts A. L., 2012, *ARA&A*, 50, 609
- Weinberg N., Miller M. C., Lamb D. Q., 2001, *ApJ*, 546, 1098

This paper has been typeset from a \LaTeX file prepared by the author.

RÉFÉRENCES

Table des figures

1.1	Fritz Zwicky & Walter Baade	8
1.2	Observation du ciel en rayons X (contours blancs) par <i>RXTE/PCA</i> , superposée aux sources infrarouges de <i>COBE</i>	9
1.3	Environnement proche du Pulsar du Crabe observé par le <i>Chandra</i> <i>X-ray Observatory</i>	11
1.4	Représentation du potentiel de Roche dans un système d'étoiles binaires	13
1.5	Sursaut X de Cen X-4 datant du 7 juillet 1969, observé par <i>Vela 5b</i> . .	15
1.6	Sursaut X de type 1 de la source 4U 1636-536 observé le 16 août 2005 par <i>RXTE/PCA</i>	16
1.7	Taux de comptage en rayons X du super-sursaut de la source 4U 1636- 536 observé par <i>RXTE/PCA</i> le 22 février 2001	18
1.8	Configuration schématique des couches extérieures d'une étoile à neu- trons accrétante	22
1.9	Coupe des couches internes d'une étoile à neutrons pour le modèle le plus classique	23
1.10	Diagramme masse-rayon des étoiles à neutrons présentant les courbes associées aux équations d'état de la matière dense et contraintes ac- tuelles	26
2.1	Assemblage et vue d'artiste du <i>RXTE</i> en vol	32
2.2	Recherche des oscillations dans un sursaut X de 4U 1702-429 grâce à 3 méthodes statistiques	35
2.3	Spectre en énergie calculé pendant la présence des oscillations du sur- saut X de 4U 1702-429	36
2.4	Recherche du segment qui maximise la détection des oscillations du sursaut de 4U 1702-429 par le test statistique Z_1^2	37
2.5	Profils moyens des oscillations du signal détecté au cours du sursaut X de 4U 1702-429, calculés grâce aux trois méthodes de détection (res- pectivement P_j , <i>epoch folding</i> et Z_1^2), et répartis sur 12 bins de phase. .	38
2.6	Calcul du profil moyen des oscillations de 4U 1702-429, corrigé de la dérive en fréquence	39
2.7	Evolution dynamique de la fréquence au cours du sursaut et la valeur du test statistique associée	40
2.8	Evolution dynamique de la signification statistique et des profils moyens d'oscillations	41

2.9	Histogramme de répartition des fréquences	45
2.10	Histogramme de répartition des taux de comptage moyens et des durées des oscillations. On distingue sur ces histogrammes les signaux localisés dans la phase de croissance (R) du sursaut, ceux de la phase de décroissance (D) et ceux qui s'étalent sur les deux phases (RD). . .	46
2.11	Histogramme de répartition de l'amplitude relative ainsi que de la signification statistique des oscillations	46
2.12	Représentation des iso-contours du test de signification statistique pour la courbe de lumière du super-sursaut de 4U 1636–536	48
2.13	Comparaison des profils moyens calculés dans deux trains d'oscillations du super-sursaut de 4U 1636–536	49
2.14	Représentation des contours de signification statistique calculés pour les courbes de lumière de deux sursauts X de la source XTE 1814–338	51
2.15	Histogramme de répartition des fréquences, de l'amplitude relative et des taux de comptage moyens des oscillations détectées dans les sursauts de XTE 1814–338	51
2.16	Histogramme de répartition des fréquences	52
3.1	Illustration de la géométrie et de l'ensemble des coordonnées utilisées dans cette section.	59
3.2	Trajectoire courbée d'un photon émis par la surface d'un objet massif et paramètre d'impact	61
3.3	Effets de la compacité de l'étoile sur la courbure maximale que peut subir la trajectoire d'un photon entre la surface et l'observateur	62
3.4	Déformation des profils des oscillations d'une étoile en rotation rapide sous les effets de la relativité tels que la courbure de lumière, l'effet Shapiro et les effets Doppler	66
3.5	Anisotropie de l'émission créée par l'atmosphère épaisse de diffusion électronique et déformation des profils d'oscillations	67
3.6	Spectre observé de densité d'énergie de l'émission sous l'effet d'une atmosphère diffusante à différents états du cycle de rotation	67
3.7	Courbes de lumière calculées dans la cas d'une étoile sphérique ou ellipsoïdale pour différents taux de rotation	69
3.8	Evolution de l'amplitude relative des oscillations en fonction de la fréquences de rotation d'une étoile sphérique ou ellipsoïdale.	70
3.9	Evolution de l'amplitude relative des profils d'oscillations en fonction du rayon équatorial de la masse de l'étoile	71
3.10	Evolution du contenu harmonique des profils d'oscillations en fonction du rayon équatorial de la masse de l'étoile	72
3.11	Evolution de l'amplitude relative et du contenu harmonique des profils d'oscillations en fonction de la fréquence	73
3.12	Evolution de l'amplitude relative et du contenu harmonique des profils d'oscillations en fonction de la colatitude de la tache et de l'inclinaison de l'observateur par rapport à l'axe de rotation de l'étoile	74
3.13	Même étude dans le cas d'une étoile plus compacte	75

3.14	Représentation des profils moyens d'oscillations dans différentes bandes d'énergie	77
3.15	Calcul de la dépendance en énergie de l'amplitude relative et des retards de phase dans différentes configurations	78
3.16	Modèle de tache chaude à gradient de température	79
4.1	Illustration des contributions diverses dans les courbes de lumière d'un signal oscillant de sursaut X.	86
4.2	Spectre d'émission ajusté du super-sursaut de 4U 1636–536	87
4.3	Valeurs du test de χ^2 de l'ajustement, en fonction de la compacité de l'étoile	89
4.4	Résultats de Ford (1999)	90
4.5	Résultats de Munro <i>et al</i> (2003)	91
4.6	Calcul des retards de phase dans les oscillations de la queue d'un sursaut de Aql X–1.	93
4.7	Retards de phase et ajustement du modèle sur les données de l'échantillon de 4U 1636–536	95
4.8	Contraintes permises par l'ajustement conjoint des 5 trains d'oscillations de l'échantillon de 4U 1636–536 dans le diagramme M-R	97
4.9	Suivi dynamique de la dépendance énergétique des retards de phase et de l'amplitude relative des oscillations	99
4.10	Illustration des profils d'oscillations calculés dans 5 bandes d'énergies des 5 observations de l'échantillon de 4U 1636–536.	102
5.1	Comparaison des profils d'oscillations simulés en utilisant la matrice de réponse du <i>PCA</i> et 20x <i>PCA</i>	106
5.2	Distributions des valeurs des retards de phase en fonction de l'énergie pour les instruments <i>PCA</i> et <i>LOFT</i>	107
5.3	Evolution des fluctuations statistiques en fonction de l'énergie pour les instruments <i>PCA</i> et <i>LOFT</i>	108
5.4	Spectres de puissance dynamiques et recherche du contenu harmonique pour les instruments <i>PCA</i> et <i>LOFT</i>	109
5.5	Contraintes permises par la statistique de <i>LOFT</i> dans le diagramme M-R	110
5.6	Fonctions de densité de probabilité de la masse et du rayon issues de l'ajustement avec la statistique permise par <i>LOFT</i>	111
5.7	Tracé des étapes des chaînes de Markov dans le diagramme $i_{obs} - \theta_0$	112
5.8	Evolution des contraintes sur la masse et le rayon permises par <i>LOFT</i> , en fonction de l'inclinaison de l'observateur.	112
A.1	Catalogue des profils moyens des oscillations des sursauts de la source 4U 1636–536	130
A.2	Catalogue des profils moyens des oscillations des sursauts de la source XTE 1814–338	133

A.3 Catalogue des profils moyens des oscillations des sursauts de la source	
4U 1608–52	134

Liste des tableaux

1.1	Recensement des différentes familles typiques d'équations d'état de la matière super-condensée, et de leur composition supposée	25
2.1	Résultats de la recherche du segment qui maximise la détection des oscillations lors du sursaut de la source 4U 1702–429, à l'aide des trois tests de signification statistique.	37
2.2	Résultats de la recherche des signaux oscillants dans les données de 4U 1636–536	43
2.3	Résultats des tests de Kolmogorov-Smirnoff entre les populations des signaux détectés dans la phase de croissance et ceux de la phase de décroissance	47
2.4	Caractéristiques des segments qui maximisent la détection des oscillations du super-sursaut de 4U 1636–536	48
2.5	Résultats de la recherche des trains d'oscillations dans les données de XTE 1814–338	50
2.6	Résultats de la recherche des signaux oscillants dans les données de 4U 1608–52	53
4.1	Propriétés des segments maximisant la détection des oscillations des sursauts de 4U 1636–536 analysés.	93
4.2	Résultats individuels de l'ajustement conjoint des 5 sursauts	96

Bibliographie

- M. A. ABRAMOWICZ, G. J. E. ALMERGREN, W. KLUZNIAK et A. V. THAMPAN : The Hartle-Thorne circular geodesics. *ArXiv General Relativity and Quantum Cosmology e-prints*, décembre 2003. [68](#)
- W. S. ADAMS : The Spectrum of the Companion of Sirius. *PASP*, 27:236, décembre 1915. [8](#)
- A. AKMAL et V. R. PANDHARIPANDE : Spin-isospin structure and pion condensation in nucleon matter. *Phys. Rev. C*, 56:2261–2279, octobre 1997. [25](#)
- C. ALCOCK, E. FARHI et A. OLINTO : Strange stars. *ApJ*, 310:261–272, novembre 1986. [24](#), [25](#)
- R. ARTIGUE et D. BARRET : Constraining the equation of state of the dense matter from X-ray burst oscillations. In *Fast X-ray Timing and Spectroscopy at Extreme Count Rates (HTRS 2011)*, 2011. [113](#)
- R. ARTIGUE, D. BARRET, F. K. LAMB, K. H. LO et M. C. MILLER : Testing the rotating hotspot model using X-ray burst oscillations from 4U 1636-536. *MNRAS*, 433:L64–L68, juin 2013. [92](#), [101](#), [135](#)
- W. BAADE et F. ZWICKY : On Super-novae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 20:254–259, mai 1934. [8](#)
- D. R. BALLANTYNE et T. E. STROHMAYER : The Evolution of the Accretion Disk around 4U 1820-30 during a Superburst. *ApJL*, 602:L105–L108, février 2004. [113](#)
- D. BARRET, J. W. DEN HERDER, L. PIRO, L. RAVERA, R. DEN HARTOG, C. MACCULI, X. BARCONS, M. PAGE, S. PALTANI, G. RAUW, J. WILMS, M. CEBALLOS, L. DUBAND, L. GOTTARDI, S. LOTTI, J. DE PLAA, E. POINTECOUTEAU, C. SCHMID, H. AKAMATSU, D. BAGLIANI, S. BANDLER, M. BARBERA, P. BASTIA, M. BIASOTTI, M. BRANCO, A. CAMON, C. CARA, B. COBO, L. COLASANTI, J. L. COSTA-KRAMER, L. CORCIONE, W. DORIESE, J. M. DUVAL, L. FABREGA, F. GATTI, M. DE GERONE, P. GUTTRIDGE, R. KELLEY, C. KILBOURNE, J. VAN DER KUIJ, T. MINEO, K. MITSUDA, L. NATALUCCI, T. OHASHI, P. PEILLE, E. PERINATI, C. PIGOT, G. PIZZIGONI, C. POBES, F. PORTER, E. RENOTTE, J. L. SAUVAGEOT, S. SCIORTINO, G. TORRIOLI, L. VALENZIANO, D. WILLINGALE, C. DE VRIES et H. VAN WEERS : The Hot and Energetic Universe : The X-ray Integral Field Unit (X-IFU) for Athena+. *ArXiv e-prints*, août 2013. [101](#)

- D. BARRET, J.-F. OLIVE et M. C. MILLER : The coherence of kilohertz quasi-periodic oscillations in the X-rays from accreting neutron stars. *MNRAS*, 370:1140–1146, août 2006. [13](#)
- M. BAUBÖCK, D. PSALTIS, F. ÖZEL et T. JOHANNSEN : A Ray-tracing Algorithm for Spinning Compact Object Spacetimes with Arbitrary Quadrupole Moments. II. Neutron Stars. *ApJ*, 753:175, juillet 2012. [57](#), [68](#)
- R. D. BELIAN, J. P. CONNER et W. D. EVANS : A Probable Precursor to the X-Ray Nova Centaurus XR-4. *ApJL*, 171:L87, février 1972. [14](#), [15](#)
- A. M. BELOBORODOV : Gravitational Bending of Light Near Compact Objects. *ApJL*, 566:L85–L88, février 2002. [57](#)
- E. BERTI, F. WHITE, A. MANIOPOULOU et M. BRUNI : Rotating neutron stars : an invariant comparison of approximate and numerical space-time models. *MNRAS*, 358:923–938, avril 2005. [68](#)
- D. BHATTACHARYA et E. P. J. VAN DEN HEUVEL : Formation and evolution of binary and millisecond radio pulsars. *Phys. Rep.*, 203:1–124, 1991. [12](#)
- S. BHATTACHARYYA : Measurement of neutron star parameters : A review of methods for low-mass X-ray binaries. *Advances in Space Research*, 45:949–978, avril 2010a. [9](#), [12](#), [27](#)
- S. BHATTACHARYYA : X-ray views of neutron star low-mass X-ray binaries. *Current Science*, février 2010b. [18](#)
- S. BHATTACHARYYA, M. C. MILLER et F. K. LAMB : The Shapes of Atomic Lines from the Surfaces of Weakly Magnetic Rotating Neutron Stars and Their Implications. *ApJ*, 644:1085–1089, juin 2006. [20](#)
- S. BHATTACHARYYA et T. E. STROHMAYER : Evidence for Harmonic Content and Frequency Evolution of Oscillations during the Rising Phase of X-Ray Bursts from 4U 1636-536. *ApJL*, 634:L157–L160, décembre 2005. [34](#)
- S. BHATTACHARYYA et T. E. STROHMAYER : Evidence of a Broad Relativistic Iron Line from the Neutron Star Low-Mass X-Ray Binary Serpens X-1. *ApJL*, 664:L103–L106, août 2007. [14](#), [27](#)
- S. BHATTACHARYYA, T. E. STROHMAYER, M. C. MILLER et C. B. MARKWARDT : Constraints on Neutron Star Parameters from Burst Oscillation Light Curves of the Accreting Millisecond Pulsar XTE J1814-338. *ApJ*, 619:483–491, janvier 2005. [20](#), [27](#), [57](#), [68](#), [83](#)
- L. BILDSTEN : Gravitational Radiation and Rotation of Accreting Neutron Stars. *ApJL*, 501:L89, juillet 1998a. [17](#), [19](#)

- L. BILDSTEN : Thermonuclear Burning on Rapidly Accreting Neutron Stars. In R. BUCCHERI, J. VAN PARADIJS et A. ALPAR, éditeurs : *NATO ASIC Proc. 515 : The Many Faces of Neutron Stars.*, page 419, 1998b. [17](#)
- L. BILDSTEN et E. F. BROWN : Thermonuclear Burning on the Accreting X-Ray Pulsar GRO J1744-28. *ApJ*, 477:897, mars 1997. [13](#)
- D. BLASCHKE, T. KLÄHN et F. SANDIN : Equation of state at high densities and modern compact star observations. *Journal of Physics G Nuclear Physics*, 35(1):014051, janvier 2008. [7](#)
- S. BOGDANOV : The Nearest Millisecond Pulsar Revisited with XMM-Newton : Improved Mass-radius Constraints for PSR J0437-4715. *ApJ*, 762:96, janvier 2013. [101](#)
- S. BOGDANOV, G. B. RYBICKI et J. E. GRINDLAY : Constraints on Neutron Star Properties from X-Ray Observations of Millisecond Pulsars. *ApJ*, 670:668–676, novembre 2007. [27](#)
- C. T. BOLTON : Identification of Cygnus X-1 with HDE 226868. *Nature*, 235:271–273, février 1972. [9](#)
- I. BOMBACI : Do Strange stars exist in the universe? In K. S. CHENG, H. F. CHAU, K. L. CHAN et K. C. LEUNG, éditeurs : *Stellar Astrophysics*, page 149, 2000. [24](#), [25](#)
- T. M. BRAJE, R. W. ROMANI et K. P. RAUCH : Light Curves of Rapidly Rotating Neutron Stars. *ApJ*, 531:447–452, mars 2000. [57](#), [60](#), [68](#)
- E. F. BROWN et L. BILDSTEN : The Ocean and Crust of a Rapidly Accreting Neutron Star : Implications for Magnetic Field Evolution and Thermonuclear Flashes. *ApJ*, 496:915, mars 1998. [22](#), [52](#)
- R. BUCCHERI, K. BENNETT, G. F. BIGNAMI, J. B. G. M. BLOEMEN, V. BORIAKOFF, P. A. CARAVEO, W. HERMSEN, G. KANBACH, R. N. MANCHESTER, J. L. MASNOU, H. A. MAYER-HASSELWANDER, M. E. OZEL, J. A. PAUL, B. SACCO, L. SCARSI et A. W. STRONG : Search for pulsed gamma-ray emission from radio pulsars in the COS-B data. *A&A*, 128: 245–251, novembre 1983. [34](#)
- E. M. CACKETT, J. M. MILLER, D. R. BALLANTYNE, D. BARRET, S. BHATTACHARYYA, M. BOUTELIER, M. C. MILLER, T. E. STROHMAYER et R. WIJNANDS : Relativistic Lines and Reflection from the Inner Accretion Disks Around Neutron Stars. *ApJ*, 720:205–225, septembre 2010. [113](#)
- E. M. CACKETT, J. M. MILLER, S. BHATTACHARYYA, J. E. GRINDLAY, J. HOMAN, M. VAN DER KLIS, M. C. MILLER, T. E. STROHMAYER et R. WIJNANDS : Relativistic Iron Emission Lines in Neutron Star Low-Mass X-Ray Binaries as Probes of Neutron Star Radii. *ApJ*, 674:415–420, février 2008. [14](#), [20](#)

- E. M. CACKETT, J. M. MILLER, R. C. REIS, A. C. FABIAN et D. BARRET : A Comparison of Broad Iron Emission Lines in Archival Data of Neutron Star Low-mass X-Ray Binaries. *ApJ*, 755:27, août 2012. [14](#)
- C. CADEAU, S. M. MORSINK, D. LEAHY et S. S. CAMPBELL : Light Curves for Rapidly Rotating Neutron Stars. *ApJ*, 654:458–469, janvier 2007. [57](#), [60](#), [68](#)
- R. CANAL et J. GUTIÉRREZ : The possible white dwarf-neutron star connection. In J. ISERN, M. HERNANZ et E. GARCIA-BERRO, éditeurs : *White dwarfs*, volume 214 de *Astrophysics and Space Science Library*, page 49, 1997. [12](#)
- R. CANAL, J. ISERN et J. LABAY : The origin of neutron stars in binary systems. *ARA&A*, 28:183–214, 1990. [12](#)
- J. CASARES, R. CORNELISSE, D. STEEGHS, P. A. CHARLES, R. I. HYNES, K. O'BRIEN et T. E. STROHMAYER : Detection of the irradiated donor in the LMXBs 4U 1636-536 (=V801 Ara) and 4U 1735-444 (=V926 Sco). *MNRAS*, 373:1235–1244, décembre 2006. [94](#)
- W. CASH : Parameter estimation in astronomy through application of the likelihood ratio. *ApJ*, 228:939–947, mars 1979. [94](#)
- Y. CAVECCHI, A. PATRUNO, B. HASKELL, A. L. WATTS, Y. LEVIN, M. LINARES, D. ALTAMIRANO, R. WIJNANDS et M. VAN DER KLIS : Implications of Burst Oscillations from the Slowly Rotating Accreting Pulsar IGR J17480-2446 in the Globular Cluster Terzan 5. *ApJL*, 740:L8, octobre 2011. [52](#)
- J. CHADWICK : The Existence of a Neutron. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 136:692–708, juin 1932. [8](#)
- D. CHAKRABARTY, E. H. MORGAN, M. P. MUNO, D. K. GALLOWAY, R. WIJNANDS, M. VAN DER KLIS et C. B. MARKWARDT : Nuclear-powered millisecond pulsars and the maximum spin frequency of neutron stars. *Nature*, 424:42–44, juillet 2003. [21](#), [27](#)
- D. CHAKRABARTY, P. S. RAY et T. E. STROHMAYER : The Advanced X-ray Timing Array (AXTAR). In *A Decade of Accreting Millisecond X-ray Pulsars*, volume 1068 de *AIP Conference Proceedings*, pages 227–230, octobre 2008. [101](#), [105](#)
- N. CHAMEL et P. HAENSEL : Physics of Neutron Star Crusts. *Living Reviews in Relativity*, 11:10, décembre 2008. [17](#), [22](#)
- N. CHAMEL, P. HAENSEL, J. L. ZDUNIK et A. F. FANTINA : On the Maximum Mass of Neutron Stars. *ArXiv e-prints*, juillet 2013. [27](#)
- D. J. CHAMPION, S. M. RANSOM, P. LAZARUS, F. CAMILO, C. BASSA, V. M. KASPI, D. J. NICE, P. C. C. FREIRE, I. H. STAIRS, J. VAN LEEUWEN, B. W. STAPPERS, J. M. CORDES, J. W. T. HESSELS, D. R. LORIMER, Z. ARZOUMANIAN, D. C. BACKER, N. D. R. BHAT, S. CHATTERJEE, I. COGNARD, J. S. DENEVA, C.-A. FAUCHER-GIGUÈRE, B. M. GAENSLER, J. HAN, F. A. JENET, L. KASIAN, V. I. KONDRATIEV, M. KRAMER, J. LAZIO, M. A.

- McLAUGHLIN, A. VENKATARAMAN et W. VLEMMINGS : An Eccentric Binary Millisecond Pulsar in the Galactic Plane. *Science*, 320:1309–, juin 2008. [28](#)
- S. CHANDRASEKHAR : *Radiative transfer*. 1960. [58](#)
- J. CHENEVEZ, D. ALTAMIRANO, D. K. GALLOWAY, J. J. M. IN'T ZAND, E. KUULKERS, N. DEGENAAR, M. FALANGA, E. DEL MONTE, Y. EVANGELISTA, M. FEROCI et E. COSTA : Puzzling thermonuclear burst behaviour from the transient low-mass X-ray binary IGR J17473-2721. *MNRAS*, 410:179–189, janvier 2011. [17](#)
- G. B. COOK, S. L. SHAPIRO et S. A. TEUKOLSKY : Rapidly rotating neutron stars in general relativity : Realistic equations of state. *ApJ*, 424:823–845, avril 1994. [24](#)
- R. L. COOPER et R. NARAYAN : Theoretical Models of Superbursts on Accreting Neutron Stars. *ApJ*, 629:422–437, août 2005. [17](#)
- R. L. COOPER et R. NARAYAN : The Latitude of Type I X-Ray Burst Ignition on Rapidly Rotating Neutron Stars. *ApJL*, 657:L29–L32, mars 2007. [19](#), [74](#)
- R. CORNELISSE, J. HEISE, E. KUULKERS, F. VERBUNT et J. J. M. IN'T ZAND : The longest thermonuclear X-ray burst ever observed ?. A BeppoSAX Wide Field Camera observation of 4U 1735-44. *A&A*, 357:L21–L24, mai 2000. [17](#)
- J. COTTAM, F. PAERELS et M. MENDEZ : Gravitationally redshifted absorption lines in the X-ray burst spectra of a neutron star. *Nature*, 420:51–54, novembre 2002. [20](#), [27](#), [87](#)
- W. CUI, E. H. MORGAN et L. G. TITARCHUK : Soft Phase Lags in the Millisecond X-Ray Pulsar SAX J1808.4-3658. *ApJL*, 504:L27, septembre 1998. [78](#), [90](#)
- A. CUMMING : Latitudinal Shear Instabilities during Type I X-Ray Bursts. *ApJ*, 630:441–453, septembre 2005. [18](#)
- A. CUMMING et L. BILDSTEN : Carbon Flashes in the Heavy-Element Ocean on Accreting Neutron Stars. *ApJL*, 559:L127–L130, octobre 2001. [17](#)
- S. R. DAVIES : An improved test for periodicity. *MNRAS*, 244:93–95, mai 1990. [33](#)
- E. DEL MONTE, I. DONNARUMMA et LOFT CONSORTIUM : Strong gravity studies with the Large Observatory For X-ray Timing (LOFT). *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 83:352, 2012. [101](#), [105](#)
- P. B. DEMOREST, T. PENNUCCI, S. M. RANSOM, M. S. E. ROBERTS et J. W. T. HESSELS : A two-solar-mass neutron star measured using Shapiro delay. *Nature*, 467:1081–1083, octobre 2010. [26](#), [27](#)
- P. A. M. DIRAC : On the Theory of Quantum Mechanics. *Royal Society of London Proceedings Series A*, 112:661–677, octobre 1926. [8](#)

- E. EGRON, T. DI SALVO, L. BURDERI, A. PAPITTO, L. BARRAGÁN, T. DAUSER, J. WILMS, A. D'AÌ, A. RIGGIO, R. IARIA et N. R. ROBBA : X-ray spectroscopy of MXB 1728-34 with XMM-Newton. *A&A*, 530:A99, juin 2011. [113](#)
- L. ENGVIK, E. OSNES, M. HJORTH-JENSEN, G. BAO et E. OSTGAARD : Asymmetric Nuclear Matter and Neutron Star Properties. *ApJ*, 469:794, octobre 1996. [25](#)
- A. C. FABIAN, K. IWASAWA, C. S. REYNOLDS et A. J. YOUNG : Broad Iron Lines in Active Galactic Nuclei. *PASP*, 112:1145–1161, septembre 2000. [14](#)
- M. FALANGA et L. TITARCHUK : Energy-dependent $\sim 100 \mu\text{s}$ Time Lags as Observational Evidence of Comptonization Effects in the Neutron Star Plasma Environment. *ApJ*, 661:1084–1088, juin 2007. [13](#), [78](#)
- M. FEROCI : The Large Observatory for X-ray Timing (LOFT). *Experimental Astronomy*, 34:415–444, octobre 2012. [101](#), [105](#)
- E. C. FORD : Lag of Low-Energy Photons in an X-Ray Burst Oscillation : Doppler Delays. *ApJL*, 519:L73–L75, juillet 1999. [90](#), [93](#)
- R. H. FOWLER : On dense matter. *MNRAS*, 87:114–122, décembre 1926. [8](#)
- J. FRANK, A. KING et D. RAINE : *Accretion power in astrophysics*. 1992. [13](#)
- B. FRIEDMAN et V. R. PANDHARIPANDE : Hot and cold, nuclear and neutron matter. *Nuclear Physics A*, 361:502–520, mai 1981. [25](#)
- M. Y. FUJIMOTO, T. HANAWA et S. MIYAJI : Shell flashes on accreting neutron stars and X-ray bursts. *ApJ*, 247:267–278, juillet 1981. [19](#)
- D. K. GALLOWAY, D. CHAKRABARTY, E. H. MORGAN et R. A. REMILLARD : Discovery of a High-Latitude Accreting Millisecond Pulsar in an Ultracompact Binary. *ApJL*, 576:L137–L140, septembre 2002. [90](#)
- D. K. GALLOWAY, C. B. MARKWARDT, E. H. MORGAN, D. CHAKRABARTY et T. E. STROHMAYER : Discovery of the Accretion-powered Millisecond X-Ray Pulsar IGR J00291+5934. *ApJL*, 622:L45–L48, mars 2005. [90](#)
- D. K. GALLOWAY, M. P. MUNO, J. M. HARTMAN, D. PSALTIS et D. CHAKRABARTY : Thermonuclear (Type I) X-Ray Bursts Observed by the Rossi X-Ray Timing Explorer. *ApJS*, 179:360–422, décembre 2008. [14](#), [15](#), [17](#), [35](#), [42](#), [43](#)
- D. K. GALLOWAY, D. PSALTIS, M. P. MUNO et D. CHAKRABARTY : Eddington-limited X-Ray Bursts as Distance Indicators. II. Possible Compositional Effects in Bursts from 4U 1636-536. *ApJ*, 639:1033–1038, mars 2006. [88](#), [94](#)
- G. GAMOW : Physical possibilities of stellar evolution. *Phys. Rev.*, 55:718–725, Apr 1939. URL <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.55.718>. [8](#)

- J. GARCÍA et T. KALLMAN : Comptonized Fe K-lines in the X-ray spectra of Low-Mass X-ray Binaries. In I. HUBENY, J. M. STONE, K. MACGREGOR et K. WERNER, éditeurs : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1171 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 363–364, septembre 2009. [13](#)
- K. C. GENDREAU, Z. ARZOUMANIAN et T. OKAJIMA : The Neutron star Interior Composition Explorer (NICER) : an Explorer mission of opportunity for soft x-ray timing spectroscopy. In *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 8443 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, septembre 2012. [101](#)
- P. GHOSH et F. K. LAMB : Accretion by rotating magnetic neutron stars. III - Accretion torques and period changes in pulsating X-ray sources. *ApJ*, 234:296–316, novembre 1979. [15](#)
- R. GIACCONI, H. GURSKY, E. KELLOGG, E. SCHREIER et H. TANANBAUM : Discovery of Periodic X-Ray Pulsations in Centaurus X-3 from UHURU. *ApJL*, 167:L67, juillet 1971. [9](#)
- R. GIACCONI, H. GURSKY, F. R. PAOLINI et B. B. ROSSI : Evidence for x Rays From Sources Outside the Solar System. *Physical Review Letters*, 9:439–443, décembre 1962. [8](#)
- A. I. GIBSON, A. B. HARRISON, I. W. KIRKMAN, A. P. LOTT, J. H. MACRAE, K. J. ORFORD, K. E. TURVER et M. WALMSLEY : Transient emission of ultra-high energy pulsed gamma rays from Crab pulsar PSR0531. *Nature*, 296:833–835, avril 1982. [34](#)
- M. GIERLIŃSKI, C. DONE et D. BARRET : Phase-resolved X-ray spectroscopy of the millisecond pulsar SAX J1808.4-3658. *MNRAS*, 331:141–153, mars 2002. [90](#)
- M. GIERLIŃSKI et J. POUTANEN : Physics of accretion in the millisecond pulsar XTE J1751-305. *MNRAS*, 359:1261–1276, juin 2005. [90](#)
- A. B. GILES, K. M. HILL, T. E. STROHMAYER et N. CUMMINGS : Burst Oscillation Periods from 4U 1636-53 : A Constraint on the Binary Doppler Modulation. *ApJ*, 568:279–288, mars 2002. [27](#)
- N. K. GLENDENNING et S. A. MOSZKOWSKI : Reconciliation of neutron-star masses and binding of the Lambda in hypernuclei. *Physical Review Letters*, 67:2414–1417, octobre 1991. [25](#)
- N. K. GLENDENNING et J. SCHAFFNER-BIELICH : First order kaon condensate. *Phys. Rev. C*, 60(2):025803, août 1999. [25](#)
- E. GOURGOULHON : An introduction to the theory of rotating relativistic stars. *ArXiv e-prints*, mars 2010. [24](#), [57](#)
- T. GRÉGOIRE et J. KNÖDLSER : Constraining the Galactic millisecond pulsar population using Fermi Large Area Telescope. *A&A*, 554:A62, juin 2013. [10](#)

- J. GRINDLAY, H. GURSKY, H. SCHNOPPER, D. R. PARSIGNAULT, J. HEISE, A. C. BRINKMAN et J. SCHRIJVER : Discovery of intense X-ray bursts from the globular cluster NGC 6624. *ApJL*, 205:L127–L130, mai 1976. [14](#)
- Y. GUAN, R. FLEISSNER, P. JOYCE et S. M. KRONE : Markov chain monte carlo in small worlds. *Statistics and Computing*, 16(2):193–202, juin 2006. [85](#)
- R. HANDBERG et T. L. CAMPANTE : Bayesian peak-bagging of solar-like oscillators using MCMC : a comprehensive guide. *A&A*, 527:A56, mars 2011. [85](#)
- J. B. HARTLE et A. G. SABBADINI : The equation of state and bounds on the mass of nonrotating neutron stars. *ApJ*, 213:831–835, mai 1977. [27](#)
- J. M. HARTMAN, D. CHAKRABARTY, D. K. GALLOWAY, M. P. MUNO, P. SAVOV, M. MENDEZ, S. VAN STRAATEN et T. DI SALVO : Discovery of 619 Hz Thermonuclear Burst Oscillations in the Low-Mass X-Ray Binary 4U 1608-52. In *AAS/High Energy Astrophysics Division #7*, volume 35 de *Bulletin of the American Astronomical Society*, page 865, mai 2003. [43](#)
- W.K. HASTINGS : Monte carlo sampling methods using markov chains and their applications. *Biometrika*, 57:97–109, 1970. [84](#)
- J. W. T. HESSELS, S. M. RANSOM, I. H. STAIRS, P. C. C. FREIRE, V. M. KASPI et F. CAMILO : A Radio Pulsar Spinning at 716 Hz. *Science*, 311:1901–1904, mars 2006. [26](#), [28](#)
- A. HEWISH, S. J. BELL, J. D. H. PILKINGTON, P. F. SCOTT et R. A. COLLINS : Observation of a Rapidly Pulsating Radio Source. *Nature*, 217:709–713, février 1968. [9](#)
- J. S. HEYL : r-Modes on Rapidly Rotating, Relativistic Stars. I. Do Type I Bursts Excite Modes in the Neutron Star Ocean? *ApJ*, 600:939–945, janvier 2004. [53](#), [76](#)
- R. I. HYNES, K. HORNE, K. O'BRIEN, C. A. HASWELL, E. L. ROBINSON, A. R. KING, P. A. CHARLES et K. J. PEARSON : Multiwavelength Observations of EXO 0748-676. I. Reprocessing of X-Ray Bursts. *ApJ*, 648:1156–1168, septembre 2006. [113](#)
- J. IN'T ZAND : Observations of rare and peculiar X X-ray bursts. In *The Neutron Star Crust and Surface*, août 2007. [15](#)
- J. J. M. IN'T ZAND, R. CORNELISSE, E. KUULKERS, J. HEISE, L. KUIPER, A. BAZZANO, M. COCCHI, J. M. MULLER, L. NATALUCCI, M. J. S. SMITH et P. UBERTINI : The first outburst of SAX J1808.4-3658 revisited. *A&A*, 372:916–921, juin 2001. [21](#)
- J. J. M. IN'T ZAND et N. N. WEINBERG : Evidence of heavy-element ashes in thermonuclear X-ray bursts with photospheric superexpansion. *A&A*, 520:A81, septembre 2010. [21](#)
- B. A. JACOBY, A. HOTAN, M. BAILES, S. ORD et S. R. KULKARNI : The Mass of a Millisecond Pulsar. *ApJL*, 629:L113–L116, août 2005. [28](#)

- K. JAHODA, C. B. MARKWARDT, Y. RADEVA, A. H. ROTS, M. J. STARK, J. H. SWANK, T. E. STROHMAYER et W. ZHANG : Calibration of the Rossi X-Ray Timing Explorer Proportional Counter Array. *ApJS*, 163:401–423, avril 2006. [31](#)
- K. JAHODA, J. H. SWANK, A. B. GILES, M. J. STARK, T. STROHMAYER, W. ZHANG et E. H. MORGAN : In-orbit performance and calibration of the Rossi X-ray Timing Explorer (RXTE) Proportional Counter Array (PCA). In O. H. SIEGMUND et M. A. GUMMIN, éditeurs : *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, volume 2808 de *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, pages 59–70, octobre 1996. [31](#)
- F. JANSEN, D. LUMB, B. ALTIERI, J. CLAVEL, M. EHLE, C. ERD, C. GABRIEL, M. GUAINAZZI, P. GONDOIN, R. MUCH, R. MUNOZ, M. SANTOS, N. SCHARTEL, D. TEXIER et G. VACANTI : XMM-Newton observatory. I. The spacecraft and operations. *A&A*, 365:L1–L6, janvier 2001. [12](#)
- P. C. JOSS : Helium-burning flashes on an accreting neutron star - A model for X-ray burst sources. *ApJL*, 225:L123–L127, novembre 1978. [18](#)
- P. KAARET, Z. PRIESKORN, J. J. M. IN 'T ZAND, S. BRANDT, N. LUND, S. MEREGHETTI, D. GÖTZ, E. KUULKERS et J. A. TOMSICK : Evidence of 1122 Hz X-Ray Burst Oscillations from the Neutron Star X-Ray Transient XTE J1739-285. *ApJL*, 657:L97–L100, mars 2007. [26](#), [28](#)
- K. KASTURIRANGAN, U. R. RAO, R. G. RASTOGI, S. C. CHAKRAVARTY et D. P. SHARMA : Ionospheric effects of transient celestial X-ray and gamma-ray events. *ApSS*, 42: 57–62, juin 1976. [14](#)
- L. KEEK, A. HEGER et J. J. M. IN'T ZAND : Superburst Models for Neutron Stars with Hydrogen- and Helium-rich Atmospheres. *ApJ*, 752:150, juin 2012. [17](#)
- L. KEEK, N. LANGER et J. J. M. IN'T ZAND : The effect of rotation on the stability of nuclear burning in accreting neutron stars. *A&A*, 502:871–881, août 2009. [19](#)
- M. G. F. KIRSCH, K. MUKERJEE, M. G. BREITFELLNER, S. DJAVIDNIA, M. J. FREYBERG, E. KENDZIORRA et M. J. S. SMITH : Studies of orbital parameters and pulse profile of the accreting millisecond pulsar XTE J1807-294. *A&A*, 423:L9–L12, août 2004. [90](#)
- D. S. KOTHARI et B. N. SINGH : The Relation of Electron Gas Pressure to Radiation Pressure in Degeneracy and Non-Degeneracy. Mit 3 Abbildungen. *Z. Astrophys.*, 15:143, 1938. [11](#)
- F. K. LAMB, S. BOUTLOUKOS, S. VAN WASSENHOVE, R. T. CHAMBERLAIN, K. H. LO, A. CLARE, W. YU et M. C. MILLER : A Model for the Waveform Behavior of Accreting Millisecond X-Ray Pulsars : Nearly Aligned Magnetic Fields and Moving Emission Regions. *ApJ*, 706:417–435, novembre 2009. [27](#), [57](#)

- S. LARSSON : Parameter estimation in epoch folding analysis. *A&AS*, 117:197–201, mai 1996. [34](#)
- J. M. LATTIMER et M. PRAKASH : Neutron Star Structure and the Equation of State. *ApJ*, 550:426–442, mars 2001. [7](#), [24](#), [25](#)
- J. M. LATTIMER et M. PRAKASH : The Physics of Neutron Stars. *Science*, 304:536–542, avril 2004. [22](#), [28](#)
- J. M. LATTIMER et M. PRAKASH : Neutron star observations : Prognosis for equation of state constraints. *Phys. Rep.*, 442:109–165, avril 2007. [7](#), [25](#), [26](#), [27](#)
- J. M. LATTIMER, M. PRAKASH, D. MASAK et A. YAHIL : Rapidly rotating pulsars and the equation of state. *ApJ*, 355:241–254, mai 1990. [28](#)
- D. A. LEAHY, W. DARBro, R. F. ELSNER, M. C. WEISSKOPF, S. KAHN, P. G. SUTHERLAND et J. E. GRINDLAY : On searches for pulsed emission with application to four globular cluster X-ray sources - NGC 1851, 6441, 6624, and 6712. *ApJ*, 266:160–170, mars 1983a. [33](#)
- D. A. LEAHY, R. F. ELSNER et M. C. WEISSKOPF : On searches for periodic pulsed emission - The Rayleigh test compared to epoch folding. *ApJ*, 272:256–258, septembre 1983b. [33](#)
- D. A. LEAHY, S. M. MORSINK et C. CADEAU : Limits on Mass and Radius for the Millisecond-Period X-Ray Pulsar SAX J1808.4-3658. *ApJ*, 672:1119–1126, janvier 2008. [27](#), [57](#)
- U. LEE et T. E. STROHMAYER : Light curves of oscillating neutron stars. *MNRAS*, 361:659–672, août 2005. [78](#)
- A. M. LEVINE, H. BRADT, W. CUI, J. G. JERNIGAN, E. H. MORGAN, R. REMILLARD, R. E. SHIREY et D. A. SMITH : First Results from the All-Sky Monitor on the Rossi X-Ray Timing Explorer. *ApJL*, 469:L33, septembre 1996. [31](#)
- W. H. G. LEWIN et P. C. JOSS : X-ray bursters and the X-ray sources of the galactic bulge. *NASA STI/Recon Technical Report N*, 81:22989, septembre 1980. [22](#)
- W. H. G. LEWIN et M. VAN DER KLIS : *Compact Stellar X-ray Sources*. avril 2006. [9](#), [12](#)
- W. H. G. LEWIN, J. VAN PARADIJS et R. E. TAAM : X-Ray Bursts. *Space Sci. Rev.*, 62:223–389, septembre 1993. [15](#), [17](#), [18](#)
- W. H. G. LEWIN, J. VAN PARADIJS et E. P. J. VAN DEN HEUVEL : X-ray binaries. *X-ray Binaries*, 1995. [12](#)
- A. P. LIGHTMAN, W. H. PRESS, R. H. PRICE et S. A. TEUKOLSKY : *Problem book in relativity and gravitation*. 1975. [62](#)

- L. LINDBLOM : Limits on the gravitational redshift from neutron stars. *ApJ*, 278:364–368, mars 1984. [28](#)
- L. LINDBLOM : Determining the nuclear equation of state from neutron-star masses and radii. *ApJ*, 398:569–573, octobre 1992. [24](#)
- V. M. LIPUNOV, G. BÖRNER et R. S. WADHWA : *Astrophysics of Neutron Stars*. 1992. [9](#)
- C. LITWIN, E. F. BROWN et R. ROSNER : Magnetohydrodynamic instability of polar caps on accreting neutron stars. *In APS Meeting Abstracts*, page 1116P, octobre 2001. [52](#)
- Q. Z. LIU, J. VAN PARADIJS et E. P. J. VAN DEN HEUVEL : A catalogue of low-mass X-ray binaries in the Galaxy, LMC, and SMC (Fourth edition). *A&A*, 469:807–810, juillet 2007. [9](#)
- K. H. LO, M. C. MILLER, S. BHATTACHARYYA et F. K. LAMB : Determining Neutron Star Masses and Radii Using Energy-resolved Waveforms of X-Ray Burst Oscillations. *ApJ*, 776:19, octobre 2013. [57](#), [105](#), [111](#), [113](#), [114](#)
- R. A. LONDON, R. E. TAAM et W. M. HOWARD : Model atmospheres for X-ray bursting neutron stars. *ApJ*, 306:170–182, juillet 1986. [19](#)
- J. MADEJ : Model atmospheres and X-ray spectra of bursting neutron stars. *ApJ*, 376:161–176, juillet 1991. [58](#)
- C. M. MALONE, A. NONAKA, A. S. ALMGREN, J. B. BELL et M. ZINGALE : Multidimensional Modeling of Type I X-ray Bursts. I. Two-dimensional Convection Prior to the Outburst of a Pure ^4He Accretor. *ApJ*, 728:118, février 2011. [19](#)
- L. MARASCHI et A. CAVALIERE : X-ray bursts of nuclear origin ? *In* K. A. VAN DER HUHT, éditeur : *X-ray Binaries and Compact Objects*, pages 127–128, 1977. [15](#)
- C. B. MARKWARDT, D. ALTAMIRANO, J. H. SWANK, T. E. STROHMAYER, M. LINARES et D. PEREIRA : RXTE Detects 245 Hz X-ray Pulsations from IGR J17511-305. *The Astronomer's Telegram*, 2197:1, septembre 2009. [14](#)
- C. B. MARKWARDT, T. E. STROHMAYER et J. H. SWANK : Observation of Kilohertz Quasi-periodic Oscillations from the Atoll Source 4U 1702-429 by the Rossi X-Ray Timing Explorer. *ApJL*, 512:L125–L129, février 1999. [35](#)
- I. MAURER et A. L. WATTS : Ignition latitude and the shape of Type I X-ray bursts. *MNRAS*, 383:387–398, janvier 2008. [17](#), [75](#)
- N. METROPOLIS, A. W. ROSENBLUTH, M. N. ROSENBLUTH, A. H. TELLER et E. TELLER : Equation of State Calculations by Fast Computing Machines. *J. Chem. Phys.*, 21:1087–1092, juin 1953. [83](#)

- R. P. MIGNANI, S. ZANE, D. WALTON, T. KENNEDY, B. WINTER, P. SMITH, R. COLE, D. KATARIA et A. SMITH : LOFT : Large Observatory For X-Ray Timing. In *New Horizons in Time-Domain Astronomy*, volume 285 de *IAU Symposium*, pages 372–375, avril 2012. [101](#), [105](#)
- J. M. MILLER, C. S. REYNOLDS, A. C. FABIAN, G. MINIUTTI et L. C. GALLO : Stellar-Mass Black Hole Spin Constraints from Disk Reflection and Continuum Modeling. *ApJ*, 697:900–912, mai 2009. [14](#)
- M. C. MILLER, S. BOUTLOUKOS, K. H. LO et F. K. LAMB : Implications of high-precision spectra of thermonuclear X-ray bursts for determining neutron star masses and radii. In *Fast X-ray Timing and Spectroscopy at Extreme Count Rates (HTRS 2011)*, 2011. [20](#)
- M. C. MILLER et F. K. LAMB : Effect of radiation forces on disk accretion by weakly magnetic neutron stars. *ApJL*, 413:L43–L46, août 1993. [15](#)
- M. C. MILLER et F. K. LAMB : Motion of Accreting Matter near Luminous Slowly Rotating Relativistic Stars. *ApJ*, 470:1033, octobre 1996. [86](#)
- M. C. MILLER et F. K. LAMB : Bounds on the Compactness of Neutron Stars from Brightness Oscillations during X-Ray Bursts. *ApJL*, 499:L37, mai 1998. [27](#), [57](#)
- C. W. MISNER, K. S. THORNE et J. A. WHEELER : *Gravitation*. 1973. [57](#), [61](#), [63](#)
- E. H. MORGAN et D. A. SMITH : KS 1731-260. *IAU Circ.*, 6437:2, juillet 1996. [15](#)
- S. M. MORSINK et D. A. LEAHY : Multi-epoch Analysis of Pulse Shapes from the Neutron Star SAX J1808.4-3658. *ApJ*, 726:56, janvier 2011. [27](#), [57](#)
- S. M. MORSINK, D. A. LEAHY, C. CADEAU et J. BRAGA : The Oblate Schwarzschild Approximation for Light Curves of Rapidly Rotating Neutron Stars. *ApJ*, 663:1244–1251, juillet 2007. [57](#), [68](#)
- C. MOTCH, J. WILMS, D. BARRET, W. BECKER, S. BOGDANOV, L. BOIRIN, S. CORBEL, E. CACKETT, S. CAMPANA, D. DE MARTINO, F. HABERL, J. IN'T ZAND, M. MÉNDEZ, R. MIGNANI, J. MILLER, M. ORIO, D. PSALTIS, N. REA, J. RODRIGUEZ, A. ROZANSKA, A. SCHWOPE, A. STEINER, N. WEBB, L. ZAMPIERI et S. ZANE : The Hot and Energetic Universe : End points of stellar evolution. *ArXiv e-prints*, juin 2013. [101](#)
- T. MUÑOZ-DARIAS, I. G. MARTÍNEZ-PAIS, J. CASARES, R. CORNELISSE, V. S. DHILLON, T. R. MARSH, D. STEEGHS, K. O'BRIEN, P. A. CHARLES et M. STILL : Bowen blend echotomography of low mass X-ray binaries. In D. PHELAN, O. RYAN et A. SHEARER, éditeurs : *High Time Resolution Astrophysics : The Universe at Sub-Second Timescales*, volume 984 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 15–22, février 2008. [113](#)
- H. MÜLLER et B. D. SEROT : Relativistic mean-field theory and the high-density nuclear equation of state. *Nuclear Physics A*, 606:508–537, février 1996. [25](#)

- M. P. MUNO, D. CHAKRABARTY, D. K. GALLOWAY et D. PSALTIS : The Frequency Stability of Millisecond Oscillations in Thermonuclear X-Ray Bursts. *ApJ*, 580:1048–1059, décembre 2002. [20](#)
- M. P. MUNO, F. ÖZEL et D. CHAKRABARTY : The Energy Dependence of Millisecond Oscillations in Thermonuclear X-Ray Bursts. *ApJ*, 595:1066–1076, octobre 2003. [77](#), [91](#), [92](#), [93](#), [96](#), [97](#), [98](#), [101](#)
- H. MÜTHER, M. PRAKASH et T. L. AINSWORTH : The nuclear symmetry energy in relativistic Brueckner-Hartree-Fock calculations. *Physics Letters B*, 199:469–474, décembre 1987. [25](#)
- N. R. NATH, T. E. STROHMAYER et J. H. SWANK : Bounds on Compactness for Low-Mass X-Ray Binary Neutron Stars from X-Ray Burst Oscillations. *ApJ*, 564:353–360, janvier 2002. [27](#), [76](#), [83](#)
- K. NOMOTO et S. TSURUTA : Confronting X-ray observations of young supernova remnants with neutron star cooling models. *ApJL*, 305:L19–L22, juin 1986. [11](#)
- J. R. OPPENHEIMER et G. M. VOLKOFF : On Massive Neutron Cores. *Physical Review*, 55:374–381, février 1939. [24](#)
- F. ÖZEL : Soft equations of state for neutron-star matter ruled out by EXO 0748 - 676. *Nature*, 441:1115–1117, juin 2006. [27](#)
- F. ÖZEL, T. GÜVER et D. PSALTIS : The Mass and Radius of the Neutron Star in EXO 1745-248. *ApJ*, 693:1775–1779, mars 2009. [27](#)
- F. ÖZEL et D. PSALTIS : Reconstructing the neutron-star equation of state from astrophysical measurements. *Phys. Rev. D*, 80(10):103003, novembre 2009. [7](#)
- B. PACZYNSKI et N. ANDERSON : Models of extended relativistic envelopes of neutron stars. *ApJ*, 302:1–10, mars 1986. [21](#)
- D. PANDEL, P. KAARET et S. CORBEL : Relativistic Iron Line Emission from the Neutron Star Low-mass X-Ray Binary 4U 1636-536. *ApJ*, 688:1288–1294, décembre 2008. [94](#), [113](#)
- A. PAPITTO, A. RIGGIO, T. DI SALVO, L. BURDERI, A. D’AÌ, R. IARIA, E. BOZZO et M. T. MENNA : The X-ray spectrum of the newly discovered accreting millisecond pulsar IGR J17511-3057. *MNRAS*, 407:2575–2588, octobre 2010. [90](#)
- K. R. PECHENICK, C. FTACLAS et J. M. COHEN : Hot spots on neutron stars - The near-field gravitational lens. *ApJ*, 274:846–857, novembre 1983. [25](#), [64](#)
- C. J. PETHICK, D. G. RAVENHALL et C. P. LORENZ : The inner boundary of a neutron-star crust. *Nuclear Physics A*, 584:675–703, février 1995. [23](#)
- A. L. PIRO et L. BILDSTEN : Turbulent Mixing in the Surface Layers of Accreting Neutron Stars. *ApJ*, 663:1252–1268, juillet 2007. [18](#)

- J. POUTANEN : Modeling pulse profiles of accreting millisecond pulsars. In R. Wijnands, D. Altamirano, P. Soleri, N. Degenaar, N. Rea, P. Casella, A. Patruno et M. Linares, éditeurs : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1068 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 77–86, octobre 2008. [14](#), [83](#)
- J. POUTANEN et A. M. BELOBORODOV : Pulse profiles of millisecond pulsars and their Fourier amplitudes. *MNRAS*, 373:836–844, décembre 2006. [57](#)
- J. POUTANEN et M. GIERLIŃSKI : On the nature of the X-ray emission from the accreting millisecond pulsar SAX J1808.4-3658. *MNRAS*, 343:1301–1311, août 2003. [14](#), [57](#), [78](#)
- M. PRAKASH, J. R. COOKE et J. M. LATTIMER : Quark-hadron phase transition in proton-neutron stars. *Phys. Rev. D*, 52:661–665, juillet 1995. [25](#)
- M. PRAKASH, J. M. LATTIMER et T. L. AINSWORTH : Equation of state and the maximum mass of neutron stars. *Physical Review Letters*, 61:2518–2521, novembre 1988. [25](#)
- K. H. PRENDERGAST et G. R. BURBIDGE : On the Nature of Some Galactic X-Ray Sources. *ApJL*, 151:L83, février 1968. [9](#)
- R. H. PRICE : General relativity primer. *American Journal of Physics*, 50:300–329, avril 1982. [60](#)
- D. PSALTIS et D. CHAKRABARTY : The Disk-Magnetosphere Interaction in the Accretion-powered Millisecond Pulsar SAX J1808.4-3658. *ApJ*, 521:332–340, août 1999. [19](#)
- D. PUGLIELLI, L. M. WIDROW et S. COURTEAU : Dynamical Models for NGC 6503 Using a Markov Chain Monte Carlo Technique. *ApJ*, 715:1152–1169, juin 2010. [84](#)
- P. S. RAY, B. F. PHILIPS, K. S. WOOD, D. CHAKRABARTY, R. A. REMILLARD et C. A. WILSON-HODGE : The AXTAR mission. In *Fast X-ray timing and spectroscopy at extreme count rates (HTRS 2011)*, février 2011. [101](#), [105](#)
- C. E. RHOADES et R. RUFFINI : Maximum Mass of a Neutron Star. *Physical Review Letters*, 32:324–327, février 1974. [27](#)
- E. ROCHE : Essai sur la constitution et l’origine du système solaire. *Mémoires de la Section de Sciences / Académie des sciences et lettres de Montpellier*, pages 235–324, 1873. [13](#)
- R. E. ROTHSCHILD, P. R. BLANCO, D. E. GRUBER, W. A. HEINDL, D. R. MACDONALD, D. C. MARSDEN, M. R. PELLING, L. R. WAYNE et P. L. HINK : In-Flight Performance of the High-Energy X-Ray Timing Experiment on the Rossi X-Ray Timing Explorer. *ApJ*, 496:538, mars 1998. [31](#)

- R. RUIZ DE AUSTRI, R. TROTTA et L. ROSZKOWSKI : A Markov chain Monte Carlo analysis of the CMSSM. *Journal of High Energy Physics*, 5:2, mai 2006. [84](#), [85](#)
- G. B. RYBICKI et A. P. LIGHTMAN : *Radiative processes in astrophysics*. 1979. [57](#), [63](#)
- E. E. SALPETER : Accretion of Interstellar Matter by Massive Objects. *ApJ*, 140:796–800, août 1964. [9](#)
- A. SANNA, B. HIEMSTRA, M. MÉNDEZ, D. ALTAMIRANO, T. BELLONI et M. LINARES : Broad iron line in the fast spinning neutron-star system 4U 1636-53. *MNRAS*, 432:1144–1161, juin 2013. [113](#)
- S. Y. SAZONOV et R. A. SUNYAEV : Scattering in the inner accretion disk and the waveforms and polarization of millisecond flux oscillations in LMXBs. *A&A*, 373:241–250, juillet 2001. [78](#)
- A. SCHWARZENBERG-CZERNY : On the advantage of using analysis of variance for period search. *MNRAS*, 241:153–165, novembre 1989. [33](#)
- M. SERINO, T. MIHARA, M. MATSUOKA, S. NAKAHIRA, M. SUGIZAKI, Y. UEDA, N. KAWAI et S. UENO : Superburst with Outburst from EXO 1745-248 in Terzan 5 with MAXI. *PASJ*, 64:91, octobre 2012. [17](#)
- N. I. SHAKURA et R. A. SUNYAEV : Black holes in binary systems. Observational appearance. *A&A*, 24:337–355, 1973. [13](#)
- S. L. SHAPIRO et S. A. TEUKOLSKY : *Black holes, white dwarfs, and neutron stars : The physics of compact objects*. 1983. [7](#), [24](#)
- I. S. SHKLOVSKY : On the Nature of the Source of X-Ray Emission of SCO XR-1. *ApJL*, 148:L1, avril 1967. [8](#)
- L. L. SMARR et R. BLANDFORD : The binary pulsar - Physical processes, possible companions, and evolutionary histories. *ApJ*, 207:574–588, juillet 1976. [15](#)
- V. V. SOBOLEV : *A treatise on radiative transfer*. 1963. [58](#)
- A. SPITKOVSKY, Y. LEVIN et G. USHOMIRSKY : Propagation of Thermonuclear Flames on Rapidly Rotating Neutron Stars : Extreme Weather during Type I X-Ray Bursts. *ApJ*, 566:1018–1038, février 2002. [18](#), [19](#), [52](#), [53](#), [74](#), [75](#)
- R. STAUBERT : Accreting Neutron Stars. In *The Universe in X-Rays*, pages 217–236, 2008. [9](#)
- D. STEEGHS et J. CASARES : The Mass Donor of Scorpius X-1 Revealed. *ApJ*, 568:273–278, mars 2002. [27](#)
- A. W. STEINER, J. M. LATTIMER et E. F. BROWN : The Equation of State from Observed Masses and Radii of Neutron Stars. *ApJ*, 722:33–54, octobre 2010. [84](#)

- T. STROHMAYER et L. BILDSTEN : *New views of thermonuclear bursts*, pages 113–156. avril 2006. [14](#), [15](#), [16](#), [17](#), [20](#)
- T. E. STROHMAYER : Phase resolved spectroscopy of burst oscillations : Searching for rotational doppler shifts. In S. S. HOLT et W. W. ZHANG, éditeurs : *American Institute of Physics Conference Series*, volume 522 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 375–378, juin 2000. [90](#)
- T. E. STROHMAYER : Future Probes of the Neutron Star Equation of State Using X-ray Bursts. In P. KAARET, F. K. LAMB et J. H. SWANK, éditeurs : *X-ray Timing 2003 : Rossi and Beyond*, volume 714 de *American Institute of Physics Conference Series*, pages 245–252, juillet 2004. [75](#)
- T. E. STROHMAYER et E. F. BROWN : A Remarkable 3 Hour Thermonuclear Burst from 4U 1820-30. *ApJ*, 566:1045–1059, février 2002. [17](#)
- T. E. STROHMAYER, K. JAHODA, A. B. GILES et U. LEE : Millisecond Pulsations from a Low-Mass X-Ray Binary in the Galactic Center Region. *ApJ*, 486:355, septembre 1997a. [15](#)
- T. E. STROHMAYER et C. B. MARKWARDT : On the Frequency Evolution of X-Ray Brightness Oscillations during Thermonuclear X-Ray Bursts : Evidence of Coherent Oscillations. *ApJL*, 516:L81–L85, mai 1999. [20](#), [34](#)
- T. E. STROHMAYER et C. B. MARKWARDT : Evidence for a Millisecond Pulsar in 4U 1636-53 during a Superburst. *ApJ*, 577:337–345, septembre 2002. [48](#), [49](#)
- T. E. STROHMAYER, C. B. MARKWARDT, J. H. SWANK et J. IN'T ZAND : X-Ray Bursts from the Accreting Millisecond Pulsar XTE J1814-338. *ApJL*, 596:L67–L70, octobre 2003. [21](#), [42](#)
- T. E. STROHMAYER, J. H. SWANK et W. ZHANG : The periods discovered by RXTE in thermonuclear flash bursts. *Nuclear Physics B Proceedings Supplements*, 69:129–134, janvier 1999. [90](#)
- T. E. STROHMAYER, W. ZHANG et J. H. SWANK : 363 HZ Oscillations during the Rising Phase of Bursts from 4U 1728-34 : Evidence for Rotational Modulation. *ApJL*, 487:L77, septembre 1997b. [75](#), [76](#)
- T. E. STROHMAYER, W. ZHANG, J. H. SWANK et I. LAPIDUS : The Long-Term Stability of Oscillations during Thermonuclear X-Ray Bursts : Constraining the Binary X-Ray Mass Function. *ApJL*, 503:L147, août 1998. [42](#)
- T. E. STROHMAYER, W. ZHANG, J. H. SWANK, A. SMALE, L. TITARCHUK, C. DAY et U. LEE : Millisecond X-Ray Variability from an Accreting Neutron Star System. *ApJL*, 469:L9, septembre 1996. [14](#), [15](#), [20](#)

- V. SULEIMANOV, J. POUTANEN et K. WERNER : Models of X-ray bursting neutron star atmospheres. In *38th COSPAR Scientific Assembly*, volume 38 de *COSPAR Meeting*, page 2407, 2010. [27](#)
- V. SULEIMANOV, J. POUTANEN et K. WERNER : X-ray bursting neutron star atmosphere models using an exact relativistic kinetic equation for Compton scattering. *A&A*, 545:A120, septembre 2012. [20](#)
- A. TARANA, T. BELLONI, A. BAZZANO, M. MÉNDEZ et P. UBERTINI : Spectral states evolution of 4U 1728-34 observed by INTEGRAL and RXTE : non-thermal component detection. *MNRAS*, 416:873–880, septembre 2011. [13](#)
- T. M. TAURIS et E. P. J. VAN DEN HEUVEL : *Formation and evolution of compact stellar X-ray sources*, pages 623–665. avril 2006. [12](#)
- A. V. THAMPAN, D. BHATTACHARYA et B. DATTA : Implications of kHz quasi-periodic brightness oscillations in X-ray binaries for neutron star structure. *MNRAS*, 302: L69–L73, février 1999. [24](#)
- E. P. J. VAN DEN HEUVEL, D. BHATTACHARYA, K. NOMOTO et S. A. RAPPAPORT : Accreting white dwarf models for CAL 83, CAL 87 and other ultrasoft X-ray sources in the LMC. *A&A*, 262:97–105, août 1992. [10](#)
- M. VAN DER KLIS : Fourier techniques in X-ray timing. In H. ÖGELMAN et E. P. J. VAN DEN HEUVEL, éditeurs : *Timing Neutron Stars*, page 27, 1989. [33](#)
- M. VAN DER KLIS : A Possible Explanation for the “Parallel Tracks” Phenomenon in Low-Mass X-Ray Binaries. *ApJ*, 561:943–949, novembre 2001. [13](#)
- M. VAN DER KLIS : *Rapid X-ray Variability*, pages 39–112. avril 2006. [13](#)
- B. VAUGHAN, M. VAN DER KLIS, W. H. G. LEWIN, R. A. M. J. WIJERS, J. VAN PARADIJS, T. DOTANI et K. MITSUDA : The time-delay spectrum of GX 5-1 in its horizontal branch. *ApJ*, 421:738–752, février 1994a. [15](#)
- B. A. VAUGHAN, M. VAN DER KLIS, K. S. WOOD, J. P. NORRIS, P. HERTZ, P. F. MICHELSON, J. VAN PARADIJS, W. H. G. LEWIN, K. MITSUDA et W. PENNINX : Searches for millisecond pulsations in low-mass X-ray binaries, 2. *ApJ*, 435:362–371, novembre 1994b. [33](#)
- L. VERDE, H. V. PEIRIS, D. N. SPERGEL, M. R. NOLTA, C. L. BENNETT, M. HALPERN, G. HINSHAW, N. JAROSIK, A. KOGUT, M. LIMON, S. S. MEYER, L. PAGE, G. S. TUCKER, E. WOLLACK et E. L. WRIGHT : First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Parameter Estimation Methodology. *ApJS*, 148:195–211, septembre 2003. [84](#)
- A. I. VOROPINOV et M. A. PODURETS : Relativistic Gravitational Collapse of a Cool White Dwarf with Allowance for the Neutronization Kinetics. *Astronomy Letters*, 27:366–375, juin 2001. [10](#)

- A. L. WATTS : Thermonuclear Burst Oscillations. *ARA&A*, 50:609–640, septembre 2012. [14](#), [15](#), [18](#), [20](#), [21](#), [22](#)
- A. L. WATTS et T. E. STROHMAYER : The energy dependence of burst oscillations from the accreting millisecond pulsar XTE J1814-338. *MNRAS*, 373:769–780, décembre 2006. [79](#)
- D. J. WATTS et S. H. STROGATZ : Collective dynamics of ‘small-world’ networks. *Nature*, 393:440–442, juin 1998. [85](#)
- F. WEBER : Strange quark matter and compact stars. *Progress in Particle and Nuclear Physics*, 54:193–288, mars 2005. [24](#)
- B. L. WEBSTER et P. MURDIN : Cygnus X-1-a Spectroscopic Binary with a Heavy Companion ? *Nature*, 235:37–38, janvier 1972. [9](#)
- N. WEINBERG, M. C. MILLER et D. Q. LAMB : Oscillation Waveforms and Amplitudes from Hot Spots on Neutron Stars. *ApJ*, 546:1098–1106, janvier 2001. [57](#)
- S. WEINBERG : *Gravitation and Cosmology : Principles and Applications of the General Theory of Relativity*. juillet 1972. [57](#), [60](#)
- N. E. WHITE, F. NAGASE et A. N. PARMAR : The properties of X-ray binaries. *X-ray Binaries*, pages 1–57, 1995. [9](#), [12](#)
- R. WIJNANDS : Accretion-Driven Millisecond X-ray Pulsars. In J. A. Lowry, éditeur : *Trends in Pulsar Research*, page 53, 2006. [14](#)
- R. WIJNANDS, T. STROHMAYER et L. M. FRANCO : Discovery of Nearly Coherent Oscillations with a Frequency of ~567 HZ during Type I X-Ray Bursts of the X-Ray Transient and Eclipsing Binary X1658-298. *ApJL*, 549:L71–L75, mars 2001. [20](#)
- R. WIJNANDS, M. VAN DER KLIS, J. HOMAN, D. CHAKRABARTY, C. B. MARKWARDT et E. H. MORGAN : Quasi-periodic X-ray brightness fluctuations in an accreting millisecond pulsar. *Nature*, 424:44–47, juillet 2003. [13](#)
- R. B. WIRINGA, V. FIKS et A. FABROCINI : Equation of state for dense nucleon matter. *Phys. Rev. C*, 38:1010–1037, août 1988. [25](#)
- S. E. WOOSLEY, A. HEGER et T. A. WEAVER : The evolution and explosion of massive stars. *Reviews of Modern Physics*, 74:1015–1071, novembre 2002. [10](#)
- S. E. WOOSLEY et R. E. TAAM : Gamma-ray bursts from thermonuclear explosions on neutron stars. *Nature*, 263:101–103, septembre 1976. [15](#)
- D. G. YAKOVLEV, O. Y. GNEDIN, M. E. GUSAKOV, A. D. KAMINKER, K. P. LEVENFISH et A. Y. POTEKHIN : Neutron star cooling. *Nuclear Physics A*, 752:590–599, avril 2005. [11](#)
- Y. B. ZEL'DOVICH : The Fate of a Star and the Evolution of Gravitational Energy Upon Accretion. *Soviet Physics Doklady*, 9:195, septembre 1964. [9](#)

Auteur : Romain ARTIGUE**Titre :** *Contraindre l'équation d'état de la matière à densité supranucléaire à partir des sursauts X des étoiles à neutrons.***Discipline ou Spécialité :** Astrophysique**Directeur de Thèse :** Didier BARRET, directeur de recherche au CNRS**Date et Lieu de soutenance :** le 20 novembre 2013 à l'IRAP, 9 av. du colonel Roche, 31028 Toulouse

Résumé

Cette thèse est consacrée à l'étude des oscillations périodiques détectées lors des sursauts X des étoiles à neutrons, dans des binaires X de faible masse. Ces oscillations offrent un moyen de sonder l'intérieur de ces objets, en mesurant notamment leur masse et leur rayon, pour ainsi contraindre l'équation d'état de la matière dense.

J'ai donc développé des méthodes de détection et d'analyse de ces signaux, de leurs propriétés temporelles et leur dépendance en énergie. J'ai analysé les oscillations détectées dans tous les sursauts X de type 1 (ainsi qu'un super-sursaut) de 3 étoiles à neutrons observées avec l'instrument *Rossi X-ray Timing Explorer / Proportional Counter Array*. Les oscillations ont fréquemment montré des dérives en fréquences, mais pour chaque étoile leur distribution est toujours centrée sur une valeur asymptotique, supposée être la fréquence de rotation de l'astre. Sur les courbes de lumière des sursauts, j'ai sélectionné les segments donnant la meilleure signification statistique, et j'ai donc construit un catalogue de profils moyens d'oscillations, corrigés de la dérive en fréquence observée. L'étude des sursauts de la source 4U 1636–536 a révélé que les oscillations détectées durant la phase de croissance ou de décroissance d'un sursaut faisaient partie de deux populations bien distinctes. Notamment, les oscillations dans les queues des sursauts sont plus longues avec des amplitudes de modulation plus faibles que dans les phases de montée.

La forme des profils moyens d'oscillations varie grandement d'un sursaut à un autre, pour une même source, ce qui montre qu'un grand nombre de paramètres peuvent affecter les oscillations. J'ai donc élaboré un modèle de tache chaude à la surface de l'étoile en rotation rapide pour caractériser l'émission du sursaut X. Ce modèle tient compte de tous les paramètres propres à l'étoile, à la tache brillante ou à la géométrie du sursaut, dans un cadre relativiste qui décrit l'espace-temps déformé dans le voisinage de l'objet compact. J'ai ensuite confronté ce modèle aux données d'observations recueillies pour un échantillon de sursauts. L'étude de la dépendance en énergie des retards de phase de leurs profils d'oscillations a démontré l'applicabilité de ce modèle. J'ai donc élaboré une méthode d'ajustement des profils théoriques aux données en utilisant les chaînes de Markov Monte Carlo pour explorer efficacement un espace des paramètres conséquent. Une série d'ajustements a montré que les contraintes obtenues sur la masse et le rayon de l'étoile sont limitées par la qualité des données de l'instrument utilisé. En revanche, les applications sur des données simulées ont montré que des mesures précises sur les paramètres sont tout à fait possibles en augmentant la surface collectrice des détecteurs, comme le proposent les observatoires X du futur.

Mots clés : astrophysique des hautes énergies – équation d'état – processus relativistes – transfert radiatif – étoiles à neutrons – binaires X – sursauts X – MCMC – estimation de paramètres – analyse temporelle – outils statistiques.

Abstract

I report in this thesis a detailed study of the periodic oscillations detected during neutron star X-ray bursts, in low mass X-ray binaries. The properties of the interiors of neutron stars can be probed by constraining the equation of state, by determining their masses and radii.

I present methods to detect and process these oscillating trains, their time properties and energy dependence. Using data from three bursting neutrons stars observed with the *Rossi X-ray Timing Explorer / Proportional Counter Array*, I analyzed all the detected oscillations during type 1 X-ray bursts and one superburst. Frequency drifts are frequently seen, but the distribution of the mean frequency is always centered on a common value, supposed to be the spin frequency of each neutron star. I then selected the time intervals of the light curves with the most significant oscillation detection, in order to build a catalog of mean pulse profiles, accounting for their observed frequency drift. Bursts from 4U 1636–536 revealed that oscillations can be divided into two distinct populations : the decaying phase oscillations present a longer duration with lower modulated amplitude than the rising phase oscillations.

The analysis of each source showed that oscillation waveforms usually differ from one burst to another. I then elaborated a model of a rotating hotspot on the rapidly spinning surface of the neutron star. The model includes the whole star, spot and geometry parameters affecting the shape of the oscillations, in an adequate relativistic pattern describing the altered space-time of the compact object vicinity. I then computed the energy dependence of the oscillation profiles confirming that harder profiles arrive on average before softer ones for a sample of observations, as expected from the hotspot model. Finally, I fitted the waveforms and used the Monte Carlo Markov chains to derive measurements on the mass and the radius of the star. The uncertainties were too large to provide interesting constraints with current instrument capabilities, but by simulating larger collecting area, as proposed for future observatories, showed very promising results.

Keywords : high energy astrophysics – equation of state – relativistic processes – radiative processes – neutron stars – X-ray binaries – X-ray bursts – MCMC – parameter estimation – timing analysis – statistics